

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

DIETRICH FAULMANN

1^{re} THÈSE

ÉTUDE DE L'INTERACTION DE JETS SUPERSONIQUES

2^e THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

LES APPAREILS DE MESURE DU VIDE

Soutenues, le 2 juillet 1963, devant la Commission d'examen

Jury	{	MM. MALAVARD	{	Président.
		BRUN		Examineurs.
		CHARWAT		

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

DIETRICH FAULMANN

1^{re} THÈSE

ÉTUDE DE L'INTERACTION DE JETS SUPERSONIQUES

2^e THÈSE

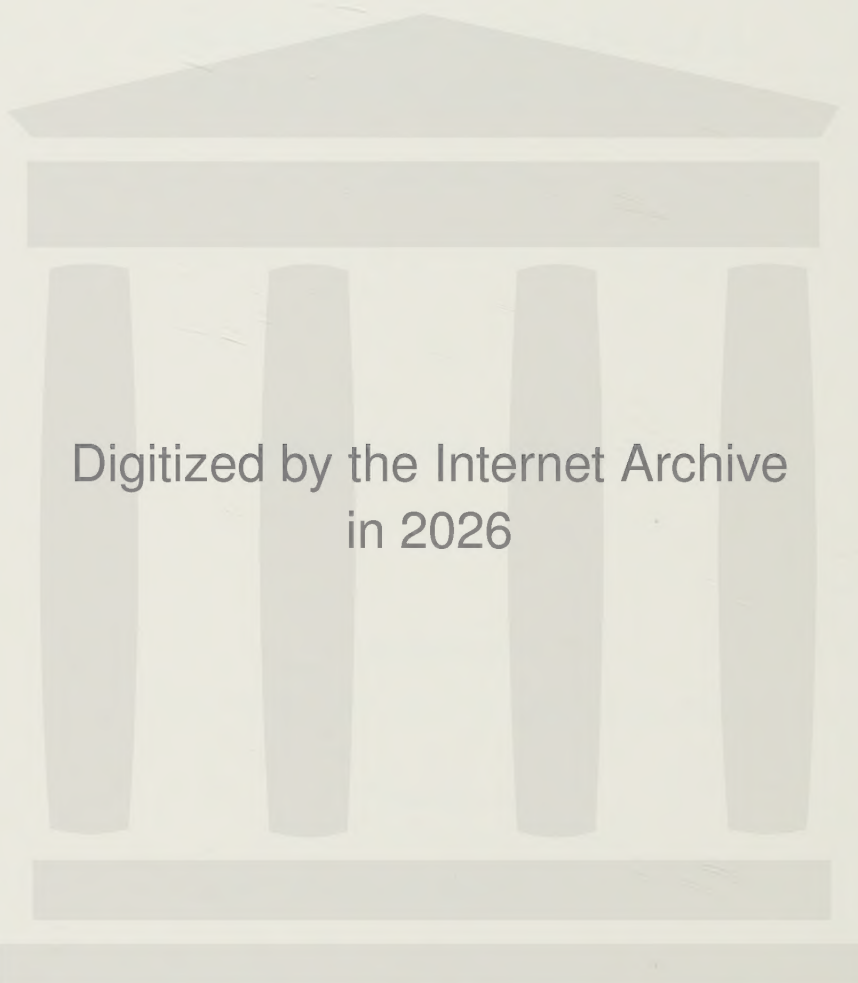
PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

LES APPAREILS DE MESURE DU VIDE

Soutenues, le 2 juillet 1963, devant la Commission d'examen



Jury	{	MM. MALAVARD	{	Président.
		BRUN		Examineurs.
		CHARWAT		



Digitized by the Internet Archive
in 2026

ÉTUDE
DE L'INTERACTION DE JETS SUPERSONIQUES

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen M. ZAMANSKY

PROFESSEURS

G. JULIA	T	Analyse supérieure et algèbre supérieure.	CHOQUET	T	Théorie des fonctions et topologie.
PRENANT	T	Anatomie et histologie comparée.	FELDMANN	T	Biologie végétale marine.
GRASSÉ	T	Évolution des êtres organisés.	GUINIER	T	Physique des solides (Orsay).
PRÉVOST	T	Chimie organique.	JOST	T	Physiologie comparée.
WYART	T	Minéralogie et cristallog.	FORTET	T	Calcul des probabilités et physique mathématique.
TEISSIER	T	Zoologie.	SCHWARTZ	T	Calcul diff. et intégral.
MANGENOT	T	Biologie vég. (Orsay).	CHOUARD	T	Physiologie végétale.
AUGER	T	Physique quantique et relativité.	MALAVARD	T	Aviation (techn. aéronaut.).
MONNIER	T	Physiologie générale.	BRELOT	T	Calcul diff. et intégral.
PIVETEAU	T	Paléontologie.	NORMANT	T	Chimie organique.
ROCARD	T	Physique (E.N.S.).	BÉNARD	T	Chimie minérale.
CARTAN	T	Mathématiques (E.N.S.).	BUVAT	T	Botanique (E.N.S.).
LAFFITTE	T	Chimie générale.	DUGUÉ	T	Statistiques mathématiques.
FAVARD	T	Géométrie supérieure.	SOULAIRAC	T	Psychophysiologie.
COULOMB	T	Physique du globe.	ULRICH	T	Physiologie végétale.
M ^{lle} COUSIN	T	Biologie animale (S.P.C.N.).	MARÉCHAL	T	Optique théorique et appli.
CHRÉTIEN	T	Chimie minérale.	KIRRMANN	T	Théories chimiques.
DRACH	T	Zoologie.	CHADEFAUD	T	Botanique.
KASTLER	T	Physique (E.N.S.).	M ^{lle} LE BRETON	T	Physiologie de la nutrition.
EPHRUSSI	T	Génétique.	LELONG	T	Application de l'analyse à la géométrie.
RIVIÈRE	T	Géologie (S.P.C.N.) et sédim.	DEVILLERS	T	Anatomie et histologie comp.
GAUTHERET	T	Biologie végétale (P.C.B.).	EHRESMANN	T	Topologie algébrique.
LUCAS R.	T	Recherches physiques.	FRANÇON	T	Physique (S.P.C.N.).
THOMAS A.	T	Biologie cellulaire.	GLANGEAUD	T	Géographie phys. et géologie dynamique.
ARNULF	T	Optique appliquée.	GODEMENT	T	Mathématiques (M.P.C.).
MORAND	T	Physique enseignement.	PISOT	T	Tech. mathém. de la phys.
SOLEILLET	T	Physique (P.C.B.).	ROCH	T	Géologie.
FORTIER	T	Mécanique exp. des fluides.	SCHATZMAN	T	Astrophysique.
DANJON	T	Astronomie.	TERMIER	T	Paléontologie stratig.
PETIT	T	Biologie maritime.	ZAMANSKY	T	Mathématiques générales.
QUENEY	T	Météorologie et dynamique atmosphérique.	LENNUIER	T	Physique (M.G.P.).
GALLIEN	T	Embryologie.	RIZET	T	Génétique.
EICHORN	T	Botanique.	ROUTHIER	T	Géologie appliquée.
DE CUGNAC	T	Biologie végétale (S.P.C.N.).	M ^{me} TONNELAT	T	Physique théorique.
M ^{lle} CAUCHOIS	T	Chimie physique.	DIXMIER	T	Mathématiques (M.P.C.).
THELLIER	T	Physique du globe.	SOUCHAY	T	Chimie générale.
L'HÉRITIER	T	Biologie générale (Orsay).	AIGRAIN	T	Électrotechnique générale.
GRIVET	T	Radio-électricité (Orsay).	BRUSSET	T	Chimie systématique.
PONCIN	T	Mécanique générale.	M. LÉVY	T	Physique théorique des hautes énergies (Orsay).
DUBREIL	T	Arithmétique et théorie des nombres.	M ^{me} CHAIX	T	Chimie biologique.
QUELET	T	Chimie organique.	M ^{me} HUREL-PY	T	Biologie végétale (P.C.B.).
CAGNIARD	T	Géophysique appliquée.	PIAUX	T	Chimie (M.P.C.).
CHAMPETIER	T	Chimie macromoléculaire.	BRUN	T	Mécanique théorique des fluides.
CUVILLIER	T	Micropaléontologie.	LEDERER	T	Chimie biologique.
JUNG	T	Pétrographie.	M ^{me} DUBREIL	T	Mathématique (agrég.).
TRILLAT	T	Microscopie et diffraction électronique.	M ^{me} LELONG	T	Mathématiques II (E.N.S.).
WIEMANN	T	Chimie organique et struc.	BELLAIR	T	Géologie (S.P.C.N.).
JACQUINOT	T	Spectroscopie et physique céleste (Orsay).	COTTE	T	Physique électricité.
VASSY	T	Physique de l'atmosphère.	DUBOIS J.-E.	T	Chimie organique.
DESTOUCHES	T	Théories physiques.	LAMOTTE	T	Zoologie (E.N.S.).
AMIEL	T	Chimie générale.	MICHEL A.	T	Chimie minérale (Orsay).
HOCART	T	Minéralogie et cristallog.	OLMER	T	Énergétique générale.
J.-P. MATHIEU	T	Physique optique.	ROUAULT	T	Électricité (Orsay).
COUTEAUX	T	Cytologie.	GAUTHIER	T	Mécanique appliquée.
MAY	T	Zoologie (Orsay).	BARCHEWITZ	T	Chimie physique.

BROSSEL.....	T	Physique atomique.	DURAND-DELGA	T	Géologie.
BUSER.....	T	Physiologie comparée.	FRÉON.....	T	Chimie organique (Orsay).
CAMUS.....	T	Physiol. végétale (B.M.P.V.).	HELLER.....	T	Physiolog. végétale.
CASTAING.....	T	Physique II, Thermod. (Orsay).	TORTRAT.....	T	Calcul des probabilités.
CURIEN.....	T	Minéralogie et cristallographie.	CAILLEUX.....		Géologie (S.P.C.N.).
MOYSE.....	T	Physiologie végét. (Orsay).	MAGNAN.....	T	Physique (S.P.C.N.).
NOIROT.....	T	Évolution des êtres organisés.	DAUDEL.....	T	Mécanique ondulatoire appliq. à la chim. théor. et à la physique nucléaire.
PANNETIER.....	T	Chimie générale.	M ^{lle} FOURCROY.....		Biologie végétale (S.P.C.N.).
POSSOMPES.....	T	Zoologie.	M ^{me} CHOQUET- BRUHAT ..	T	Mécanique analytique et mécanique céleste.
PULLMANN.....	T	Chimie quantique.	M ^{lle} VEIL.....		Physiologie générale.
TEILLAC.....	T	Physique nucl. et radio- activité.	LWOFF.....	T	Microbiologie.
TONNELAT.....	T	Biologie physico-chimique.	SIESTRUNCK....	T	Mécan. phys. et expérim.
VILLÉ.....	T	Économétrie.	LACOMBE.....	T	Métallurg. des métaux nucl.
WILLEMART.....	T	Chimie (P.C.B.).	BROCHARD.....	T	Physique (P.C.B.) (Orsay).
DODÉ.....	T	Chimie (Orsay).	CABANNES.....	T	Mécanique générale.
FREYMANN.....	T	Recherches physiques.	LESIEUR.....	T	Mathématiques I (Orsay).
GUINOCHE.....	T	Biol. vég. (S.P.C.N.) (Orsay).	MAZET.....	T	Mécanique générale (Orsay).
ROLLET.....	T	Chimie minérale.	CAIRE.....		Géographie phys. et géol. dynamique.
M ^{lle} JOSIEN.....	T	Chimie (S.P.C.N.).	COMOLET.....	T	Mécanique des fluides.
CHEVALLEY.....	T	Géométrie algéb. et théorie des groupes.	CORABŒUF.....		Physiologie animale (Orsay).
ARNOULT.....	T	Électronique (Orsay).	DELLOUE.....		Physique de l'exosphère.
CHAPELLE.....	T	Physique (Orsay).	GORENFLOT.....		Botanique II (Orsay).
DELANGE.....	T	Mathématiques I (Orsay).	HOUILLOIN.....		Biologie animale (P.C.B.).
DENY.....	T	Mathématiques gén. (Orsay).	JULLIEN J.....		Chimie (S.P.C.N.) (Orsay).
GERMAIN.....	T	Mécanique théor. des fluides.	MALGRANGE.....	T	Technique math. de la phy- sique (Orsay).
LUCAS.....	T	Géologie.	OLIVIER.....		Antropologie.
ALLARD.....	T	Chimie physique.	NOZERAN.....	T	Botanique II (Orsay).
BERTHELOT.....	T	Phys. des particules fond.	BLANC-LAPIERRE	T	Physique (E.N.S.) (Orsay).
BRICART.....	T	Météo. et phys. de l'atmosph.	CHEVAUGEON ..	T	Botanique (Orsay).
M ^{me} ALBE-FESSARD	T	Psycho-physiologie.	KAHANE.....	T	Mathématiques (Orsay).
FRIEDEL.....	T	Physique des solides (Orsay).	SAMUEL.....	T	Mathémat. féminines (E.N.S.).
M. JULIA.....	T	Études des moléculaires natu- relles complexes.	KOURGANOFF ..	T	Astronomie (Orsay).
LENDER.....	T	Biologie animale (S.P.C.N.) (Orsay).	THIRY.....	T	Mécanique céleste.
MAGAT.....	T	Physico-chimie des radio- éléments.	ABELES.....		Physique (S.P.C.N.).
M ^{lle} QUINTIN ..	T	Électrochimie.	AMAT.....		Physique (P.C.B.).
MONOD.....	T	Chimie du métabolisme.	AUBOIN.....		Géologie.
BENOIT.....	T	Physiol. anim. (Orsay).	M ^{me} BENOIT- GUEUTAL ..		Physique nucl. et radio-activ.
DE POSSEL.....	T	Analyse numérique.	BOUGIS.....		Biologie marine (Villefranche- sur-Mer).
CHARLOT.....	T	Chimie analytique.	BRUHAT.....	T	Mathématiques (M.P.C.).
LEMÉE.....	T	Physiologie vég. (B.M.P.V.) (Orsay).	BRUNN.....	T	Géologie historique (Orsay).
GUÉRIN.....	T	Chimie (M.P.C.) (Orsay).	CHABBAL.....		Physique (M.G.P.) (Orsay).
CHATELET M. ..	T	Chimie (P.C.B.).	DEHEUVELS ..	T	Mathématique prop. (Orsay).
JEAN.....	T	Physique nucléaire (Orsay).	D'ESPAGNAT ..		Physique théorique (Orsay).
MATTLER.....	T	Physique (S.P.C.N.).	FURON.....		Géologie (S.P.C.N.).
BERGERARD.....	T	Zoologie (Orsay).	M ^{me} GANS.....	T	Génétique.
BERTIN.....	T	Électronique (Orsay).	GENEVÈS.....		Biologie végétale (P.C.B.).
BOUSSIÈRES ..	T	Chimie des radio-éléments (Orsay).	GUILBERT.....		Physique (C.U.S.) (Orléans).
M ^{me} COUTURE..	T	Thermodynamique et méc. physique.	HUPE.....		Pétrographie.
ELLENBERGER..	T	Géologie des grandes régions du globe.	HOLLANDE.....	T	Biologie générale.
FRANC.....	T	Biologie animale (P.C.B.).	LIONS.....	T	Analyse numérique.
SCHNELL.....		Botanique tropicale (Orsay).	MAITTE.....		Chimie (P.C.B.).
STOLKOWSKI ..	T	Physiologie végétale.	MEYER.....		Physique propédeutique.
ACHER.....		Chimie biol. (Orsay).	NICOLAS.....		Géologie appliquée.
BAUDOIN.....		Biologie animale (P.C.B.).	PANIGEL.....		Biologie générale.
BEAUMONT.....		Biologie animale (S.P.C.N.).	RAVIER.....		Pétrographie.
BLAMONT.....	T	Géophysique ionosphère.	ROSEAU.....	T	Mécanique théor. des fluides
BOURREAU.....		Botanique.	ROUBINE.....		Électronique.
CURIE D.....		Physique (M.G.P.).	SILBER.....	T	Chimie (P.C.B.).
			UEBERSFELD ..	T	Électronique.
			YVON.....	T	Théories physiques.

Secrétaire général. R. POUILLAIN

Cette étude a été réalisée dans la soufflerie hypersonique du Laboratoire d'Aérodynamique du Centre National de la Recherche Scientifique dont les premières expériences ont eu lieu en 1957.

Je tiens à témoigner à M. le Professeur MALAVARD, qui a bien voulu me confier ce projet, l'expression de ma sincère reconnaissance pour l'intérêt qu'il porta à mes travaux, et surtout, je tiens à remercier M. le Professeur Edmond BRUN, Directeur du Laboratoire d'Aérodynamique de m'avoir permis de les mener à bien, en me faisant bénéficier de ses conseils et de sa bienveillante autorité.

Je garde une profonde reconnaissance à M. CHARWAT, Professeur de l'Université de Californie qui, pendant son séjour en France a su, par sa précieuse collaboration et ses fructueuses discussions, m'orienter et me guider jusqu'à l'aboutissement de cette thèse.

Je remercie M. ROSE, Directeur des Laboratoires de Bellevue, et M. DEMON, Directeur adjoint, de l'aide qu'ils m'ont apportée, au cours de cette étude.

Je ne voudrais pas oublier M. GONDET, ancien Directeur des Laboratoires de Bellevue, qui a suivi mon étude avec intérêt.

Enfin, je suis reconnaissant à M. CALVET qui a participé à la construction de la soufflerie, et, en particulier, à celle de l'éjecteur, de m'avoir aidé à réaliser les premières expériences.

Je remercie également tout le personnel du Laboratoire d'Aérodynamique sans lequel je n'aurais pu mener à bonne fin cette étude.

A ma femme.

TABLE DES MATIÈRES

	PAGES
NOTATIONS	1
1 Introduction	3
1,1 Revue des travaux antérieurs	3
1,2 Définition du problème	6
2 Installation expérimentale	8
2,1 Description de l'installation.....	8
2,2 Choix des tuyères	9
2,3 Mesure des forces.....	11
2,4 Variation des paramètres	11
3 Modèle théorique	13
3,1 Vérification de la constance du nombre de Mach M_j	13
3,2 Indépendance du nombre de Reynolds de l'écoulement extérieur sur le phénomène	14
3,3 Définition des paramètres	17
4 Comparaison des expériences avec la théorie	25
4,1 Distance de détachement Δ_j	25
4,2 Distance de détachement Δ_e pour $M_j = 1$	34
4,3 Distance de détachement Δ_e pour $M_j = 1,85$	34
5 Stabilité du phénomène	41
5,1 Conditions et hypothèses	41
5,2 Calcul de la stabilité	44
5,3 Discussion et comparaison avec les expériences	51
5,4 Conclusion	58
6 Mesure des forces	59
6,1 Rappel des définitions	59
6,2 Technique de mesure et étalonnage	61
6,3 Interprétation des résultats	66
6,4 Discussion des résultats	69

	PAGES
7 Autres interprétations des résultats expérimentaux	71
7,1 $\frac{2}{D_s} x$ d'un écoulement sonique dans l'air libre	71
7,2 Diamètre fictif et rapport de détente pour un écoulement sonique	73
Annexes	77
A-I Description de la soufflerie hypersonique S.H.-1	79
A-II Temps de rafale, débit et effet de condensation dans une soufflerie à rafale	82
A-III Appareillage de mesure	86
A-IV Étalonnage de la soufflerie	88
A-V Études préliminaires sur des sphères, cônes et cylindres	93
BIBLIOGRAPHIE	101

NOTATIONS

C_x	coefficient de traînée.
C'_p	facteur de poussée $\frac{P}{S_j^* P_{j00}}$.
C_{pb}	coefficient de poussée brute.
C_{pn}	coefficient de poussée nette $C_{pn} = P_{pb} - \left(\frac{P_a}{P_{j00}} \right)$.
C_μ	coefficient d'impulsion $C_\mu = \frac{P}{q_{e\infty} S_E}$.
D_E	diamètre extérieur de la tuyère.
D_S	diamètre de sortie de la tuyère.
D_f	diamètre fictif d'un corps formé par la ligne de séparation.
D_*	diamètre au col.
Δ_e	distance de détachement entre la sortie de la tuyère et l'onde de choc de l'écoulement extérieur.
Δ_j	distance de détachement entre la sortie de la tuyère et l'onde de choc du jet.
Δ_c	distance entre l'onde de choc due à l'écoulement extérieur et la ligne de séparation.
θ	angle physique des lignes de courant.
θ_n	demi-angle d'ouverture de la tuyère (ou d'un cône).
K_p	coefficient de pression.
M_e	nombre de Mach de l'écoulement extérieur.
M_{js}	nombre de Mach du jet à la sortie de la tuyère (ou M_j).
M_{j0}	nombre de Mach du jet dans la chambre de tranquillisation.
ν	angle de détente Prandtl-Meyer.
P	poussée.
P_m	poussée moyenne.
p_a	pression ambiante.
p_b	pression de base.
p_{xyz}	pression. Les pressions sont généralement dotées de trois indices qui se réfèrent :
	1° à l'écoulement : e , extérieur,
	j , jet;
	2° au type de pression : s , statique,
	l , totale,
	o , génératrice;
	3° à la prise : s , à la sortie de la tuyère,
	x , en un point quelconque de l'axe des x .

	<i>Exemple</i> : p_{jtx} : pression totale du jet mesurée sur l'axe des x ;
	p_{jss} : pression statique du jet à la sortie de la tuyère.
π	rapport de la pression génératrice du jet à la pression d'arrêt de l'écoulement extérieur $\pi = \frac{p_{j00}}{p_{etx}} = \frac{p_{j00}}{p_{jtx}}$.
π_0	$\frac{p_{j00}}{p_{etx}}$ pour $\frac{p_{jts}}{p_{etx}} = 1$.
ρ_{js}	densité du jet à la sortie de la tuyère.
R_e	nombre de Reynolds $R_e = \frac{V_e D_E}{\nu_e}$.
S_{jE}	aire de la section extérieure (maître couple) ou S_E .
S_{j0}	aire de la section de la chambre de tranquillisation du jet.
S_{js}	aire de la section de sortie du jet.
S_{j*}	aire de la section au col de la tuyère.
S_m	surface frontale d'un modèle.
S_v	section de la veine.
T	trainée.
T_{jss}, T_{e0}	température absolue du jet ou de l'écoulement extérieur en différents points (mêmes indices que pour les pressions).
V_{js}	vitesse du jet à la sortie de la tuyère.

INTRODUCTION

1,1

REVUE DES TRAVAUX ANTÉRIEURS

Dans la plupart des études théoriques ou expérimentales sur les jets supersoniques ou hypersoniques réalisés jusqu'ici, on s'est surtout attaché à rechercher la structure du jet qui se détend dans l'air libre. Avec l'application des fusées dans la propulsion des engins dans la très haute atmosphère, les recherches trouvent une nouvelle orientation : il faut connaître le comportement des jets se détendant dans le vide.

WANG-PETERSON [1] et LOVE-WOODLING [2] ont transposé ce problème en prenant des rapports de pression très élevés. Leur calcul, fondé sur la méthode des caractéristiques, supposait l'équilibre de pression entre la limite du jet et l'air ambiant. Le domaine de variation des paramètres, dans l'étude [2], était le suivant :

$$2 < M_{js} < 5, \quad 1,15 < \gamma < 1,35, \quad 2,8 < \frac{p_{jss}}{p_a} < 6\,000, \quad 4 < M_e < 6,$$

(la vitesse de l'engin et sa vitesse d'éjection étant dirigées en sens inverse).

Dans la plupart des cas, le calcul était effectué jusqu'à une distance de $10 D_s$.

Ces études théoriques montrent l'influence des différents paramètres sur le comportement du jet.

ADAMSON-NICHOLLS [3] calculent la position du premier disque de Mach et la section maximale du jet pour des tuyères débouchant également dans l'air ambiant. Ils utilisent aussi la méthode des caractéristiques pour le calcul de la distribution de la pression sur l'axe de la tuyère. Le paramètre fondamental de leur étude est le rapport

$$\frac{p_{jss}}{p_a} \text{ des deux pressions statiques.}$$

LOVE-GRISBY-LEE et WOODLING font des études théoriques et expérimentales du même ordre dans un domaine de variation très étendu des différents paramètres. A peu près en même temps, paraît aussi le travail de LORD [4] qui traite le problème des jets de fusée aux hautes altitudes.

Au début de 1951, LOPATOFF [5] étudie l'effet d'un jet subsonique issu du point d'arrêt d'un sphéroïde dans la région du transsonique. L'année suivante, LOVE [6] reprend cette étude dans le supersonique $M_e = 1,62$. Il étudie principalement l'influence de ce jet, toujours subsonique, sur le comportement de la transition. Il observe une diminution appréciable du coefficient de traînée due, dans ce cas, au passage de la couche limite laminaire en turbulente ($0 < C_{\mu} < 0,085$). Il constate un changement brutal de la position de la transition pour une valeur du coefficient C_{μ} égale à 0,013.

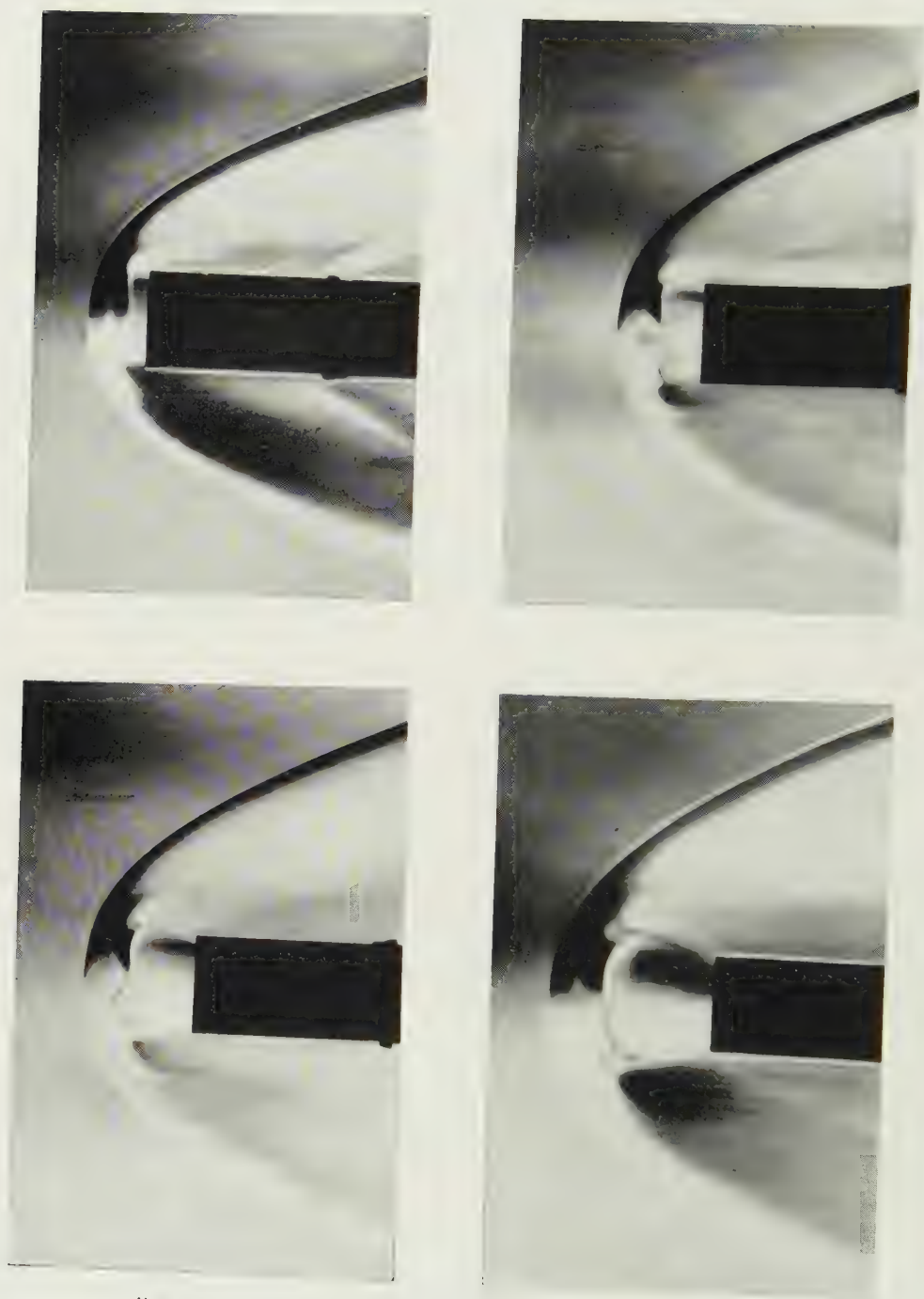


Fig. 1 Un jet supersonique dans un écoulement hypersonique.



$$\frac{2\lambda}{D_s} = 11,1$$

$$\pi = 46,50$$

$$\frac{D_g}{D_s} = 6,$$

$$M_g = 7,1$$

$$M_s = 1$$

Fig. 2.

$$\frac{2\lambda}{D_s} = 6,0$$

$$\pi = 13,80$$



WATTS [7], en 1956, donne une étude expérimentale d'un jet sonique, réalisé à l'aide d'un tube dirigé contre un écoulement supersonique de nombre de Mach M_e égal à 2,5. Son étude était surtout orientée vers la détermination, à l'aide d'un interféromètre, du champ d'écoulement. Le fluide moteur utilisé était non seulement l'air, mais encore l'hélium et l'hexafluorure de soufre, SF_6 ($\gamma = 1,096$).

En 1961, paraît le mémoire de CHARZENKO et HENNESSEY [8] qui, à ma connaissance, est le seul travail publié sur le problème de la rétrofusée. Il s'agit d'un corps arrondi utilisant un jet supersonique de nombre de Mach 2,94, la vitesse de l'écoulement libre variant entre $M_e = 1,6$ et 2,85. Le rapport du diamètre extérieur D_E de l'engin sur le diamètre de sortie D_s de la tuyère était de 72. Pour tous les nombres de Mach utilisés, on observait une diminution du coefficient de pression quand le débit de la tuyère augmentait. Dans tous les cas, l'écoulement en amont du corps était instable.

1,2

DÉFINITION DU PROBLÈME

Le travail actuel concerne l'étude de deux jets en contrecourant. Il se différencie des études antérieures en ce qu'il ne porte pas uniquement sur la structure des jets.

Le jet moteur est une petite tuyère ayant soit un nombre de Mach $M_j = 1$, soit des nombres de Mach assez élevés ($3,5 < M_j < 5,3$). Il est en sens inverse d'un écoulement hypersonique, réalisé dans une soufflerie de nombre de Mach $M_e = 7,1$. La *figure 1* montre quelques cas d'un jet supersonique, tandis que la *figure 2* donne deux photographies concernant un écoulement sonique de la tuyère.

Pour de faibles débits de la tuyère, le jet de celle-ci est subsonique. Il s'agit, dans ce cas, simplement d'un soufflage au point d'arrêt qui a essentiellement pour conséquence la transformation de la couche limite laminaire en couche limite turbulente. L'effet secondaire est celui du refroidissement. Pour des débits du jet plus grands, on observe, en plus de l'onde de choc de l'écoulement extérieur, qui existe pour chaque écoulement $M_e > 1$, l'apparition d'une deuxième onde de choc en amont de la tuyère. Elle se détache de plus en plus de la sortie de la tuyère quand on augmente le débit.

La distance de détachement de l'onde de choc est donc conditionnée par le débit de la tuyère qui est proportionnel à sa pression génératrice p_{j00} . Mais, étant donné qu'entre les deux ondes de choc, on doit avoir sur l'axe *la même pression d'arrêt*, $p_{jt,x} = p_{et,x}$, les pressions d'arrêt des deux écoulements constituent l'autre variable qui définit la configuration du problème. Le rapport $\pi = \frac{p_{j00}}{p_{et,x}} = \frac{p_{j00}}{p_{jt,x}}$ est le paramètre fondamental du problème. Il varie dans les expériences entre zéro et 100.

La première partie de l'étude a consisté à calculer l'emplacement de l'onde de choc du jet en fonction du rapport π et de vérifier cette relation par des expériences, qui, comme on l'a démontré, sont indépendantes du nombre de Reynolds.

En deuxième lieu, on a déterminé le domaine d'instabilité qu'on observe dès qu'on fait intervenir un deuxième paramètre : le rapport des diamètres extérieur D_E et de sortie D_s de la tuyère. Il est donc nécessaire de trouver une relation entre le nombre de Mach

de la tuyère M_j , le rapport $\frac{D_F}{D_s}$ et le rapport $\pi \cdot \frac{D_F}{D_s}$ ne dépasse jamais 3 dans les expériences qui ont servi à vérifier le modèle théorique, lui-même limité à $\frac{D_F}{D_s} \approx 6$.

Des mesures de la traînée avec différents nombres de Mach M_j ont été réalisées afin d'étudier les variations de $C_{x'}$ avec C_μ , coefficient d'impulsion du jet, rapporté, comme $C_{x'}$, à la surface extérieure de la tuyère. Ces mesures de traînée, confrontées avec les résultats concernant le domaine de la stabilité, permettent de tirer un certain nombre de conclusions.

Nous attirons l'attention sur le fait que l'étude d'un tel système de deux jets à contre-courant est très délicate. D'une part, les ondes de choc droites créent des sauts d'entropie très élevés. D'autre part, entre les deux ondes de choc, on a évidemment une région dans le bas subsonique, dans laquelle on observe un mélange et une diffusion des deux écoulements qui, *a priori*, ne sont ni de même nature (γ différents), ni à la même température. La détermination de la stabilité du phénomène exige aussi la connaissance de la pression en différents points derrière les ondes de choc. Toutes ces considérations nous ont donc amenés à faire des approximations qui se simplifient par l'emploi de l'air dans les deux cas.

Pour réaliser l'étude expérimentale de l'interaction de deux écoulements supersoniques, on a placé, au centre de la veine de la soufflerie S.H.-1, décrite en annexe I, une petite tuyère d'un nombre de Mach à la sortie M_{js} dont l'écoulement est dirigé contre l'écoulement dans la veine, de nombre de Mach M_e .

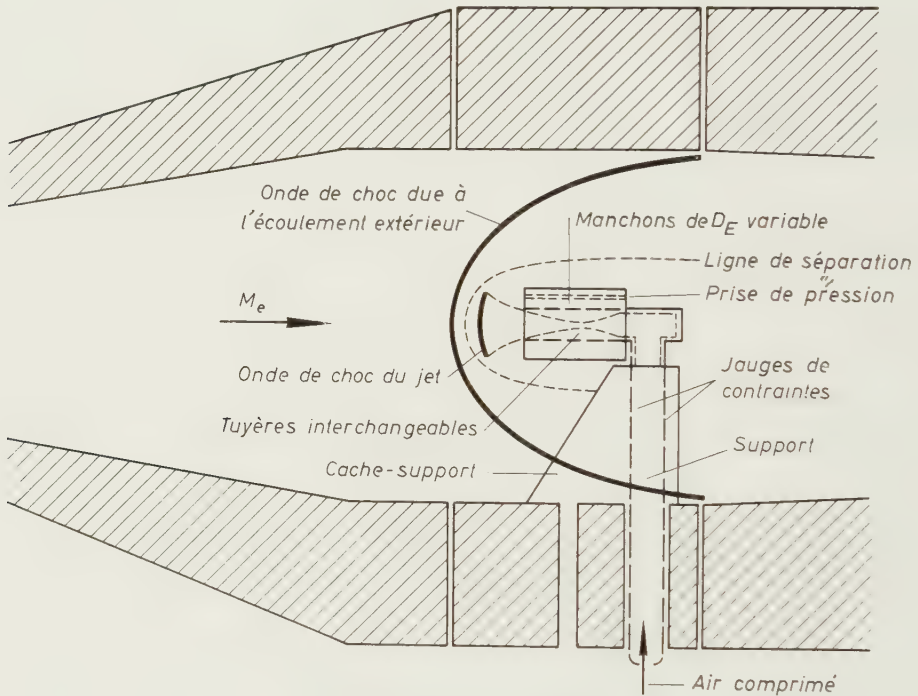


Fig. 3. — Schéma de montage.

La tuyère est fixée sur un support très rigide (fig. 3), constitué par un tube, en acier de 4×8 , serré sur l'un des blocs de la veine; le démontage est facile. Les tuyères, de diamètre extérieur toujours égal à 6 mm, sont généralement réalisées en acier (fig. 4). L'angle d'ouverture des tuyères est 20° à 20° . A part quelques expériences où l'on a cherché un grand rapport $\frac{D_E}{D_s}$, le diamètre de sortie est voisin de 5 mm. La variation du nombre de Mach est donc réalisée par une variation de la section du col de la tuyère. La chambre de tranquillisation de la tuyère est un tube cylindrique de diamètre intérieur de 4 mm. La tubulure qui amène l'air comprimé est constituée par un tube en acier de 6×8 .

Avant d'arriver dans le support du modèle, l'air traverse un serpentin en cuivre rouge plongé dans un bain d'eau, ce qui assure une température génératrice toujours voisine de 20 °C. Le réglage de la pression génératrice se fait par une simple vanne haute pression; elle est mesurée après le serpentin, juste avant le raccord du support. Pour

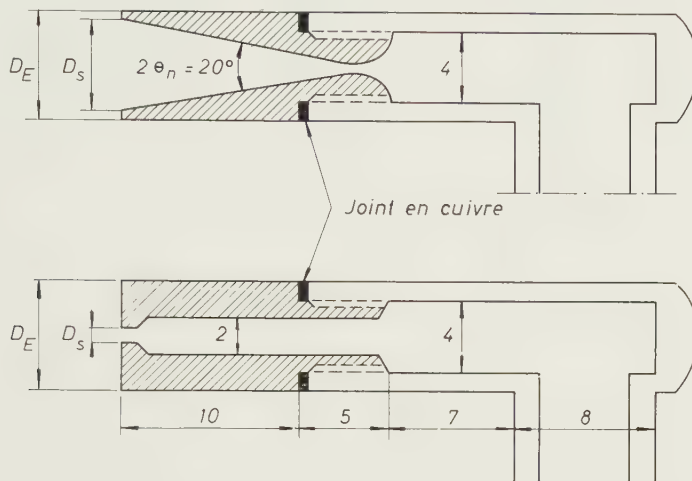


Fig. 4. — Tuyère à nombre de Mach variable et tuyère sonique.

obtenir une variation du rapport des diamètres extérieur et de sortie, les tuyères sont munies de manchons en laiton dont le diamètre extérieur varie de 8 à 14 mm. Ces manchons comportent entre autres la prise de pression pour la mesure de p_b , dite pression de base. L'appareillage utilisé pour la mesure des pressions est décrit dans l'annexe III.

2,2

CHOIX DES TUYÈRES

Les différentes caractéristiques des tuyères utilisées, ainsi que la vitesse V_{j0} et le nombre de Mach M_{j0} théoriques dans la chambre de tranquillisation sont donnés dans le tableau I.

La vitesse est obtenue à partir de la formule :

$$V_{j0} = 11,61 \frac{S_{j*}}{S_{j0}} \sqrt{T_{j0}}.$$

Pour $T_{j00} = 293$ °K, température dans la chambre de tranquillisation,

$$V_{j0} = 198,5 \frac{S_{j*}}{S_{j0}}.$$

Le nombre de Mach correspondant est de :

$$M_{j0} = \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{1}{\gamma - 1}} \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{S_{j*}}{S_{j0}}.$$

Pour $T_{c00} = 293$ °K,

$$M_{j0} = 0,580 \frac{S_{j*}}{S_{j0}}.$$

S_{j*} est la section du col sonique et S_{j0} , la section de la chambre de tranquillisation ($S_0 = 12,57 \text{ mm}^2$).

Le nombre de Mach M_{js} à la sortie de la tuyère, compte tenu de celui en amont du col, est :

$$M_{js} = \sqrt{\frac{2}{\gamma - 1} \frac{T_{j00}}{T_{js}} \left[1 - \left(\frac{p_{js}}{p_{j00}} \right)^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}} \right] + M_{j0}^2 \frac{T_{j00}}{T_{js}}},$$

où T_{j00} est la température génératrice et T_{js} , la température du jet à la sortie de la tuyère.

Finalement, on obtient :

$$M_{js} = \sqrt{\frac{T_{j00}}{T_{js}} \left(\frac{2}{\gamma - 1} + M_{j0}^2 \right) - \frac{2}{\gamma - 1}}$$

ou, en fonction de la pression :

$$M_{js} = \sqrt{\left(\frac{p_{j00}}{p_{js}} \right)^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}} \left(\frac{2}{\gamma - 1} + M_{j0}^2 \right) - \frac{2}{\gamma - 1}}.$$

TABLEAU I

M_{js}	3,5	4,0	4,5	4,85	5,0	5,3
D_* (mm)	1,92	1,53	1,23	1,06	1,00	0,95
D_s (mm)	5,00	5,00	5,00	5,00	5,00	5,4
S_* (mm ²)	2,89	1,84	1,19	0,882	0,785	0,709
$\frac{S_*}{S_0}$	0,230	0,1465	0,0948	0,0703	0,0625	0,0565
V_{j0} (m/s)	45,7	29,1	18,8	13,9	12,4	11,2
M_{j0}	0,1330	0,0850	0,0550	0,0407	0,0362	0,0327
M_{j0}^2	0,0138	0,0072	0,0030	0,0017	0,0013	0,0011

La vitesse dans la chambre de tranquillisation n'influence donc pas la vitesse de sortie. Dans le cas des expériences avec un col sonique, $M_{js} = 1$, les diamètres de sortie varient comme l'indique le tableau II, avec $S_{j0} = 3,14 \text{ mm}^2$.

TABLEAU II

D_* (mm)	0,5	0,7	1,0	1,2	1,4
D_* réel (mm)	—	—	1,16	—	1,70
S_* (mm ²)	0,196 3	0,384 8	0,785 4	1,130 9	1,539 4
$\frac{S_*}{S_0}$	0,062 5	0,122 5	0,250 0	0,360 5	0,490 0
V_{j0} (m/s)	12,40	24,30	49,60	71,50	97,30
M_{j0}	0,036	0,071	0,145	0,209	0,284
M_{j0}^2	0,001 3	0,005 0	0,021 0	0,043 7	0,080 6

Si, pour des tuyères à différents nombres de Mach, on a toujours trouvé une bonne concordance entre le diamètre du col géométrique et le diamètre réel mesuré à l'aide

du débit, il n'en a pas été de même pour les cols soniques. On trouve, dans ce cas, un diamètre plus grand que le col géométrique. Dans le tableau II, pour $M_{js} = 1$, deux valeurs du diamètre réel sont données pour $D_* = 1,0$ et $D_* = 1,4$ mm. Des expériences confirmant ce fait sont données dans le chapitre 7.

L'augmentation du diamètre D_* est due, d'une part, au perçage du col, qui a en réalité un trou légèrement plus grand que le diamètre du foret et, d'autre part, à l'existence d'une surface sonique de forme sphérique devant le col. La forme de cette surface sonique entraîne une augmentation de la section au col, d'où résulte un débit réel plus grand que le débit calculé à partir des dimensions géométriques.

Dorénavant, on n'utilise pour le nombre de Mach à la sortie de la tuyère que la notation M_j .

2,3

MESURE DES FORCES

La mesure des forces, plus particulièrement celle de la traînée, se fait par la méthode extensométrique. A cet effet, deux plats ont été fraisés sur le support formé par le tube de 4×8 ; sur ces plats, sont collées deux jauges résistantes de dimensions $3,2 \times 5,5$ mm². Les fils de sortie et les jauges sont protégés par un cache fixé devant le support. Nous avons déjà observé de grandes surpressions au début et à la fin de chaque rafale; il a donc été nécessaire de prévoir, pour la balance, un facteur de sécurité au moins égal à 10. Des enregistrements ont confirmé cette prévision: pour des diamètres extérieurs de 8 mm, les surcharges au début et à la fin de la rafale s'élèvent à environ 60 N, ce qui correspond à environ 7,5 fois la valeur mesurée dans le cas de la soufflerie amorcée, pour une pression génératrice de 100 bars.

Dans la plupart des expériences, nous nous sommes servi du jet dirigé contre l'écoulement de la soufflerie pour diminuer les chocs dus à l'amorçage. Pour cela, il a suffi de donner un certain débit à la tuyère. Les efforts qui s'exercent sur la balance sont ainsi réduits considérablement.

La déformation des jauges est mesurée à l'aide d'un pont extensométrique électronique. Les pressions et la traînée sont enregistrées simultanément. Deux photographies sont prises simultanément afin de permettre la mesure ultérieure de différentes grandeurs, par exemple la distance de détachement des deux ondes de choc.

2,4

VARIATION DES PARAMÈTRES

Les possibilités d'une bonne utilisation de la soufflerie hypersonique S.H.-1 de Bellevue ont limité la variation des différents paramètres. Dans le cas où l'écoulement de la tuyère n'est pas sonique, nous avons pris:

$$\begin{aligned} M_c &= 7,1; \\ 3,5 &< M_j < 5,3; \\ 1,09 &< \frac{D_E}{D_s} < 3,0; \\ 7 \cdot 10^4 &< R_c < 2,9 \cdot 10^5 \quad \text{où} \quad R_c = \frac{V_c D_E}{\nu}; \\ 1 &< \pi < 100. \end{aligned}$$

Dans le cas du col sonique,

$$M_e = 7,1, \quad M_j = 1;$$

$$4,3 < \frac{D_F}{D_s} < 12;$$

$$1 < \pi < 100.$$

La valeur de $\pi = 1$ correspond au soufflage nul.

Le nombre de Reynolds, pour un col sonique ($D_s = 1$ mm, $p_{j00} = 10$ bars et $T_{j0} = 293$ °K), est :

$$R_e = 1,45 \cdot 10^5.$$

— — — — —

3,1 VÉRIFICATION DE LA CONSTANCE DU NOMBRE DE MACH M_j

Cette série d'expériences a pour but de vérifier, à l'aide d'une prise de pression statique fixée juste à la sortie de la tuyère, la constance du nombre de Mach pour différentes valeurs de la pression génératrice p_{j00} . En supposant un écoulement isentropique à travers le divergent de la tuyère, la pression statique p_{jss} mesurée à la sortie et la pression p_{j00} permettent de calculer le nombre de Mach M_j à la sortie. La figure 5 donne

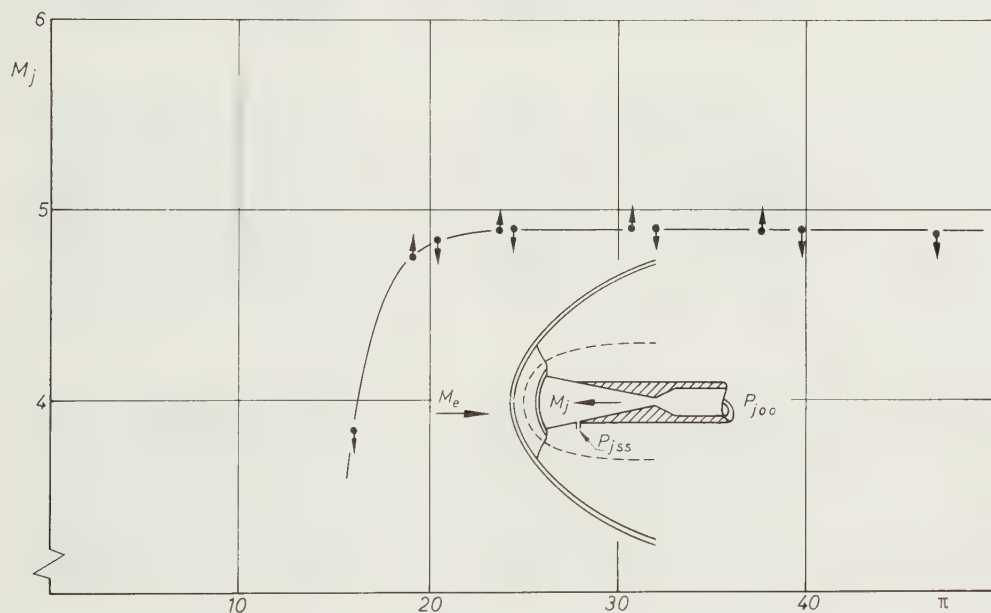


Fig. 5. — Vérification de la constance du nombre de Mach à la sortie de la tuyère

$$M_j = 5,0, \quad M_e = 7,1, \quad p_{e00} = 100 \text{ bars.}$$

la répartition du nombre de Mach M_j en fonction du rapport π , rapport de la pression génératrice du jet à la pression d'arrêt de la soufflerie pour un nombre de Mach égal à 7,1. On constate que, pour π voisin de 18, le nombre de Mach mesuré tombe brutalement. Ceci tient au fait qu'à cette pression, l'onde de choc ne se trouve plus devant la tuyère, mais commence à rentrer. On a donc un décollement partiel dans la tuyère.

Le rapport théorique de $\frac{p_{j00}}{p_{jtx}}$ est égal à 16,2. La différence avec la valeur expérimentale s'explique par le fait que la prise statique n'est pas tout à fait à la sortie, mais légèrement en retrait.

3,2

INDÉPENDANCE DU NOMBRE DE REYNOLDS DE L'ÉCOULEMENT EXTÉRIEUR SUR LE PHÉNOMÈNE

Après avoir vérifié la constance du nombre de Mach à la sortie de la tuyère, il était indispensable de procéder aussi à des expériences permettant de vérifier

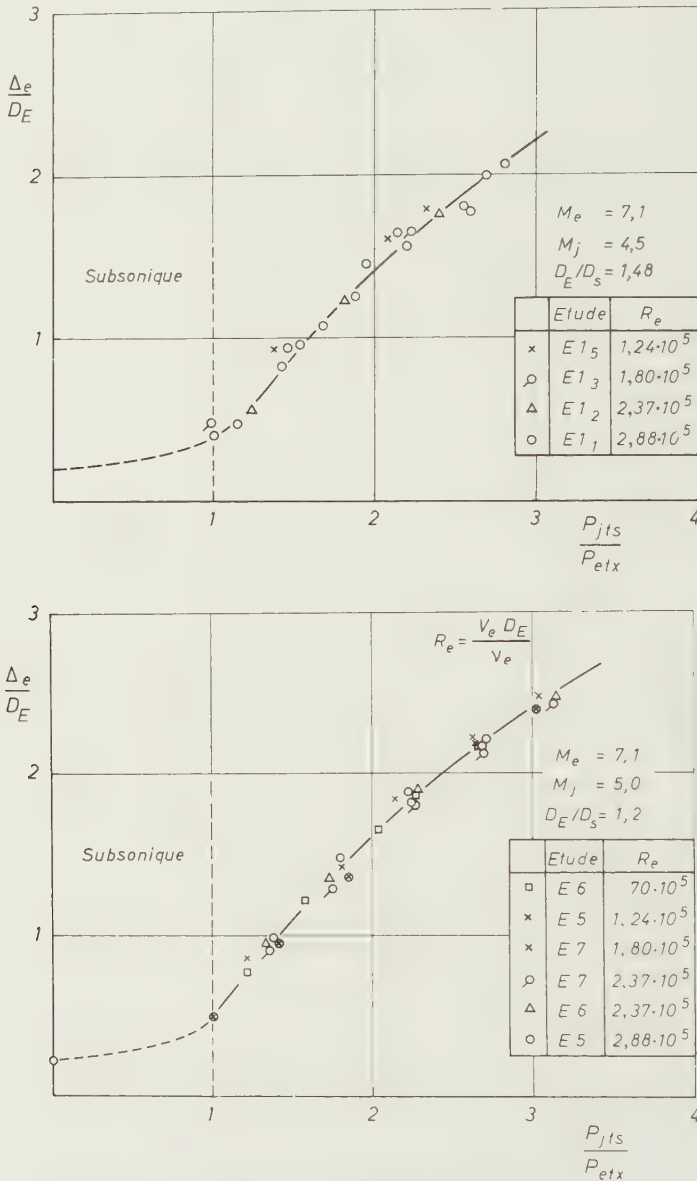


Fig. 6 et 7. — Distance de détachement de l'onde de choc de l'écoulement extérieur pour différents nombres de Reynolds.

l'indépendance du phénomène par rapport au nombre de Reynolds de l'écoulement extérieur. La soufflerie, munie d'un éjecteur créant en aval une dépression pouvant aller

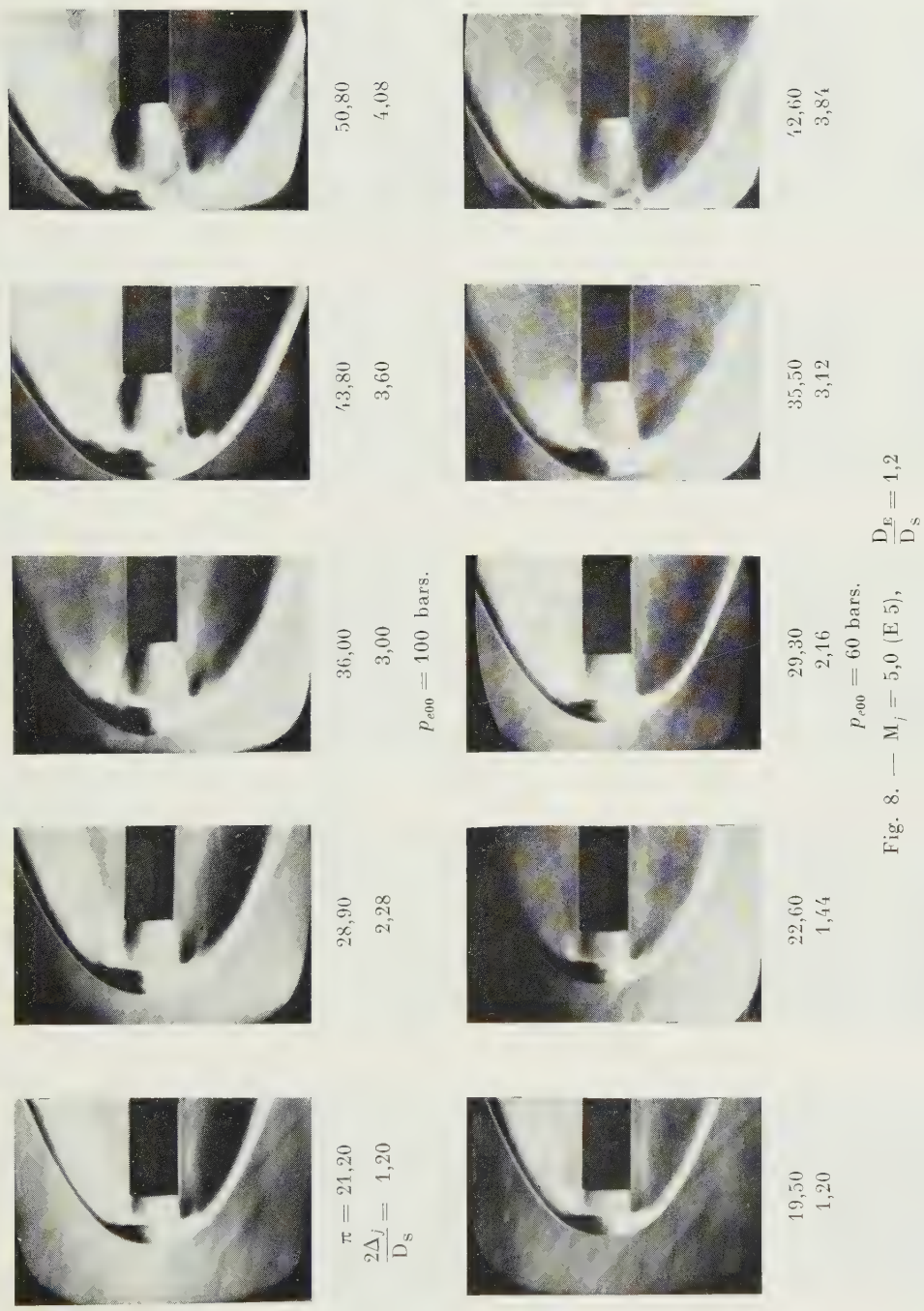


Fig. 8. — $M_j = 5.0$ (E 5), $\frac{D_E}{D_S} = 1.2$

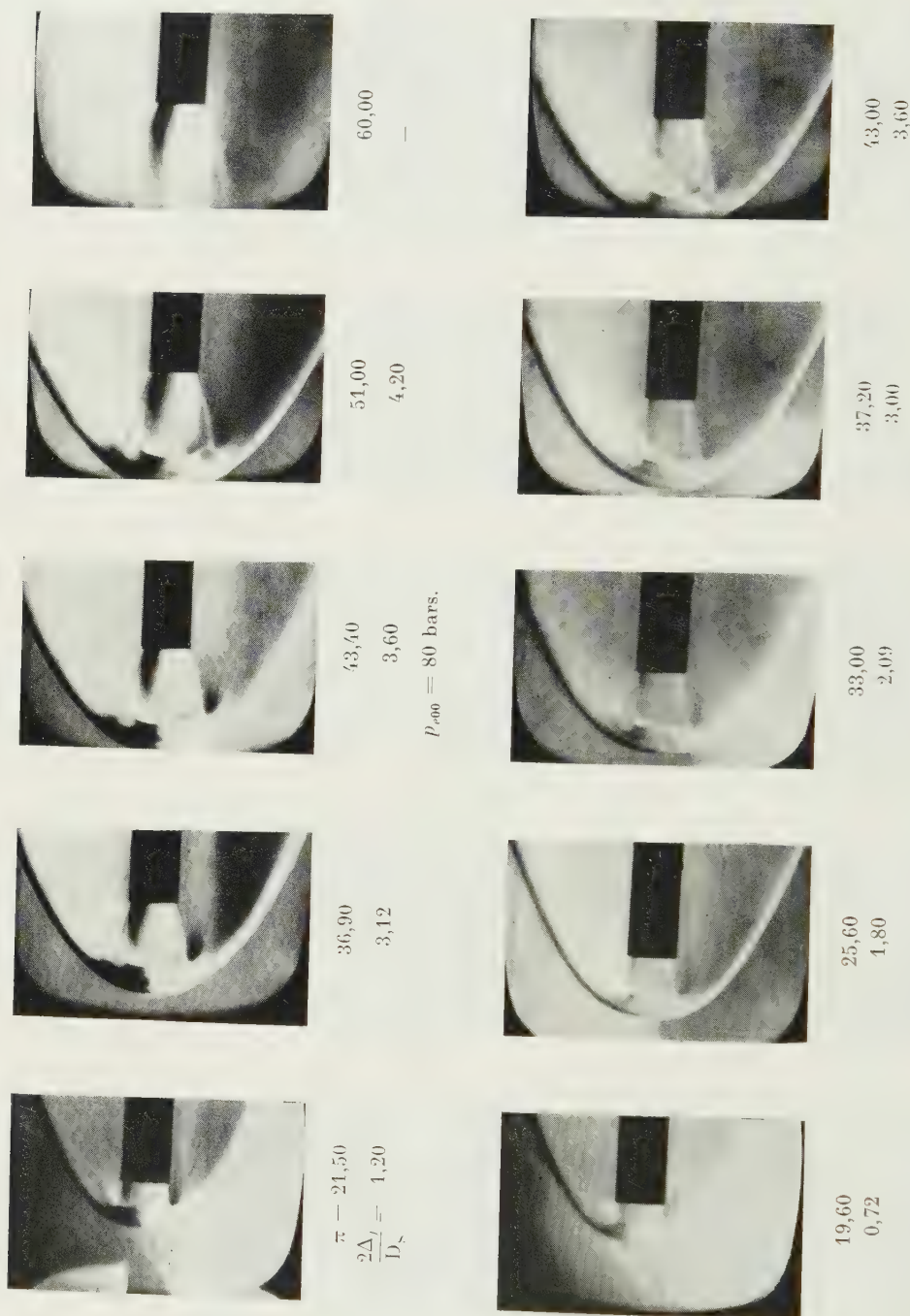


Fig. 9. — $M_j = 5,0$ (E 6), $\frac{D_E}{D_s} = 4,2$, $p_{\infty 0} = 40$ bars.

jusqu'à 50 mm de mercure, se prêtait particulièrement bien à ces expériences. En effet, le nombre de Reynolds peut y varier dans le rapport de 1 à 15.

Nous avons d'abord mesuré le nombre de Mach au centre de la veine. Pour une pression génératrice p_{e00} de 20 bars, le nombre de Mach est de 7,02. Il varie linéairement en fonction de p_{e00} et atteint, pour $p_{e00} = 120$ bars, la valeur de 7,12.

Les expériences à nombre de Reynolds variable étaient réalisées avec des tuyères $M_j = 4,5$ et $M_j = 5,0$, ayant un rapport $\frac{D_E}{D_s}$ constant et voisin de 1. Dans le premier cas, le nombre de Reynolds $R_e = \frac{V_e D_E}{\nu_e}$, rapporté au diamètre extérieur de la tuyère et aux conditions physiques de l'écoulement extérieur, variait entre $1,24 \cdot 10^5$ et $2,88 \cdot 10^5$, tandis que, dans le deuxième cas, R_e était compris entre $7 \cdot 10^4$ et $2,88 \cdot 10^5$.

Les figures 6 et 7 montrent les résultats obtenus. Les figures 8 et 9 donnent quelques photographies correspondantes. Sur les courbes, nous avons porté la distance de détachement de l'onde de choc de l'écoulement extérieur $\frac{\Delta_e}{D_E}$ en fonction de $\frac{p_{jts}}{p_{el,x}}$, rapport des pressions totales des deux écoulements. p_{jts} est la pression d'arrêt de la tuyère juste à la sortie de celle-ci; elle est reliée à p_{j00} par un facteur simple dépendant du nombre de Mach M_j . Avec cette représentation, il est facile de voir à quel moment l'onde de choc doit quitter la tuyère pour avancer de plus en plus, au fur et à mesure qu'on augmente la pression génératrice p_{j00} . Si l'onde de choc du jet se trouve juste à la sortie, le rapport des deux pressions est égal à 1. Au-dessous de cette valeur, le soufflage devient « subsonique », bien qu'il puisse encore exister un écoulement supersonique à l'intérieur de la tuyère. Pour les valeurs de $\frac{p_{jts}}{p_{el,x}}$ supérieures à 1, nous constatons que les points se situent très près d'une courbe unique. Nous pouvons donc affirmer que, dans notre cas, la variation du nombre de Reynolds, pour la même tuyère, n'influence pas le caractère de la configuration du phénomène.

3,3

DÉFINITION DES PARAMÈTRES

3,3,1 Considérons une tuyère conique dont l'angle d'ouverture est $2\theta_n$, le diamètre de sortie D_s et le nombre de Mach à la sortie M_j (fig. 10). Si M_j est plus grand que 1,

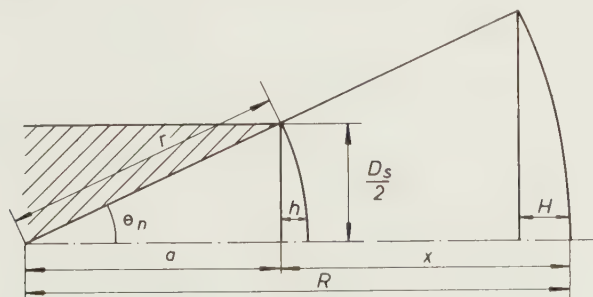


Fig. 10.

l'écoulement de source (de divergence θ_n) continue au delà de D_s jusqu'à l'endroit où les lignes de courant coupent la première caractéristique issue du bord de la tuyère. Dans cette région, le nombre de Mach M_j , situé à une distance x sur l'axe du prolongement

de la tuyère, est simplement fonction de cette distance x comptée à partir de la sortie de la tuyère.

Étant donné les relations géométriques :

$$R = a + x = \frac{D_s}{2} \cotg \theta_n + x, \quad H = R(1 - \cos \theta_n),$$

l'aire S de la calotte sphérique située à la distance x s'écrit :

$$S = 2\pi RH = 2\pi \left(\frac{D_s}{2} \cotg \theta_n + x \right)^2 (1 - \cos \theta_n).$$

L'équation de conservation de la masse conduit à :

$$\begin{aligned} \rho_* V_* S_* &= \rho V S, \\ S_* &= \frac{\rho}{\rho_*} 2\pi \left(\frac{D_s}{2} \cotg \theta_n + x \right)^2 (1 - \cos \theta_n) \frac{V}{V_*}. \end{aligned}$$

Mais les lois des écoulements supersoniques donnent :

$$\begin{aligned} \frac{V}{V_*} &= \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right)^{-\frac{1}{2}}, \\ \frac{\rho}{\rho_0} &= \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right)^{-\frac{1}{\gamma-1}}, \quad \frac{\rho_*}{\rho_0} = \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{-\frac{1}{\gamma-1}}. \end{aligned}$$

Si l'on reporte ces valeurs dans les formules précédentes, on obtient :

$$(3.3.1) \quad S_* = 2\pi \left(\frac{D_s}{2} \cotg \theta_n + x \right)^2 (1 - \cos \theta_n) \left(\frac{\gamma+1}{2} \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} M \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right)^{-\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}.$$

Désignons par :

$$\lambda = \frac{S_*}{S} = \left(\frac{\gamma+1}{2} \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} M \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right)^{-\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}},$$

le rapport des aires des surfaces isovitesses d'un écoulement isentropique ⁽¹⁾. Mais, à la sortie de la tuyère, on a en réalité une surface sphérique sur laquelle la vitesse est constante. La section du jet à la sortie est donnée par :

$$S_j = 2 \pi r h$$

avec :
$$h = r(1 - \cos \theta_n) \quad \text{et} \quad r = \frac{D_s}{2 \sin \theta_n},$$

soit :
$$S_j = \frac{\pi D_s^2}{2 \sin^2 \theta_n} (1 - \cos \theta_n).$$

Si l'on tient compte de la valeur de $(1 - \cos \theta_n)$ donnée par l'expression précédente, dans la formule (3.3.1), et si l'on résout cette équation par rapport à $\frac{2x}{D_s}$ en utilisant le rapport λ , on obtient finalement :

$$(3.3.2) \quad \left| \frac{2x}{D_s} = \left(\frac{\lambda_j}{\lambda} \right)^{\frac{1}{2}} \operatorname{cosec} \theta_n - \cotg \theta_n = f(M_j, \theta_n) \right|.$$

⁽¹⁾ La valeur de γ se rapporte naturellement au fluide du jet. On ne fait pas de distinction ici puisque le fluide utilisé est de l'air.

$\frac{2x}{D_s}$ est donc le paramètre important du problème, fonction de M_j et de θ_n . Si l'on suppose une surface frontale plane

$$S_j = \left(\frac{\pi D_s^2}{4} \right)$$

et non sphérique

$$\left(S_j = \frac{\pi D_s^2}{2 \sin^2 \theta_n} (1 - \cos \theta_n) \right),$$

on obtient en première approximation la formule suivante :

$$(3.3.3) \quad \frac{2x}{D_s} = \left(\frac{\lambda_j}{\lambda} \right)^2 \frac{1}{2(1 - \cos \theta_n)} - \cotg \theta_n.$$

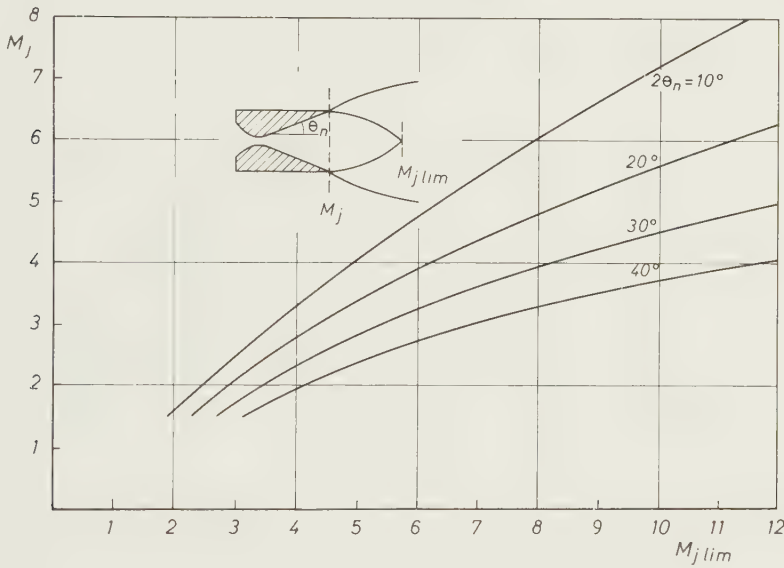


Fig. 11. — Nombre de Mach limite en fonction de M_j pour différents angles d'ouverture.

La formule (3.3.2) nous donne, au point x de l'axe, la répartition du nombre de Mach, pour un angle d'ouverture donné. On a calculé cette formule pour $M_j = 2,0; 2,5; 3,0; 3,5; 4,0; 4,5; 4,85; 5,0; 5,3; 5,5; 6,0$.

L'écoulement de source est limité par la surface caractéristique issue du bord de la tuyère, dont l'angle de PRANDTL-MEYER limite est :

$$(3.3.4) \quad \left| v_{\text{lim}} = v_j + 2 \theta_n \right|,$$

où :

$$v = \sqrt{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} \arctg \sqrt{\frac{\gamma-1}{\gamma+1}} (M^2 - 1) - \arccos \left(\frac{1}{M} \right).$$

De cette valeur de v_{lim} , on déduit un nombre de Mach limite M_{lim} . La figure 11 donne ce nombre de Mach limite en fonction du nombre de Mach du jet pour des valeurs de $2\theta_n$ égales à $10^\circ, 20^\circ, 30^\circ$ et 40° . Il est évident que la valeur limite de M augmente pour des valeurs de $2\theta_n$ croissantes ($M_{js} = \text{Cte}$).

Si l'on remplace ces valeurs dans la formule (3.3.2), on obtient une distance $\left(\frac{2x}{D_s}\right)_{lim}$, qui est représentée sur la *figure 12* pour les mêmes valeurs de $2\theta_n$. On remarque également ici l'accroissement de $\frac{2x}{D_s}$ avec des valeurs de $2\theta_n$ croissantes.

3,3,2 D'après la configuration des deux chocs et le fait qu'il doit exister un point d'arrêt sur la ligne des centres entre les deux chocs, on déduit que la pression après le choc

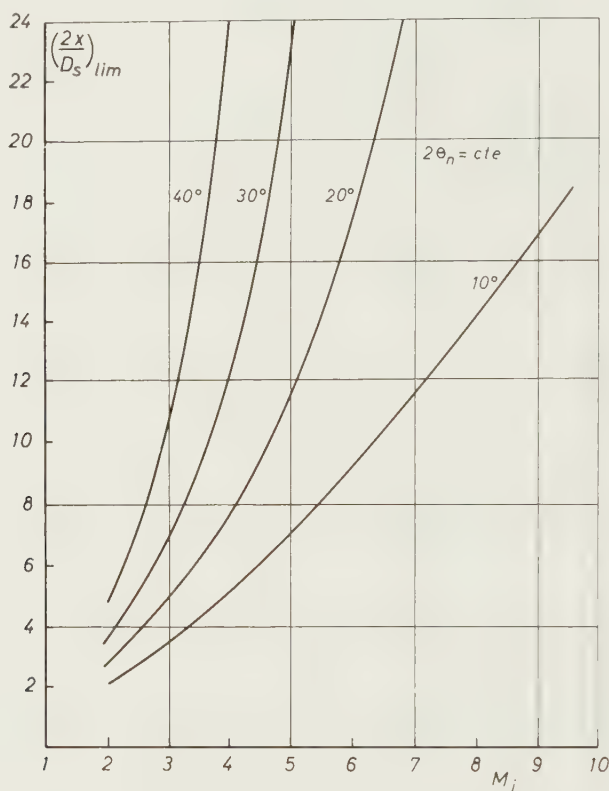


Fig. 12. — $\left(\frac{2x}{D_s}\right)_{lim}$ en fonction du nombre de Mach de la tuyère pour différents angles d'ouverture θ_n .

droit du jet, p_{jtx} , est égale à la pression de l'écoulement extérieur de la soufflerie après un choc droit, p_{etx} :

$$p_{etx} = p_{jtx}.$$

C'est le deuxième paramètre fondamental du problème. Les équations trouvées précédemment en fonction de M_j et θ_n peuvent donc s'exprimer par la seule variable p_{jtx} . Soit :

$$(3.3.5) \quad \pi = \frac{p_{j00}}{p_{etx}} = \frac{p_{j00}}{p_{jtx}}.$$

Sur la *figure 13*, la valeur de $\left(\frac{2x}{D_s}\right)_{\text{lim}}$ est portée en fonction de π_{lim} , toujours pour les mêmes valeurs de $2\theta_n$.

Au delà de la courbe $\left(\frac{2x}{D_s}\right)_{\text{lim}} = f(\pi_{\text{lim}})$, la formule (3.3.2) de l'écoulement radial n'est plus valable. Une formule empirique donnée par CLIPPINGER, WANG, PETERSON et TREUTLER s'écrit sous la forme :

$$(3.3.6) \quad M - M_{\text{lim}} = f(\theta_n, M_j) \left[\frac{2x}{D_s} - \left(\frac{2x}{D_s}\right)_{\text{lim}} \right],$$

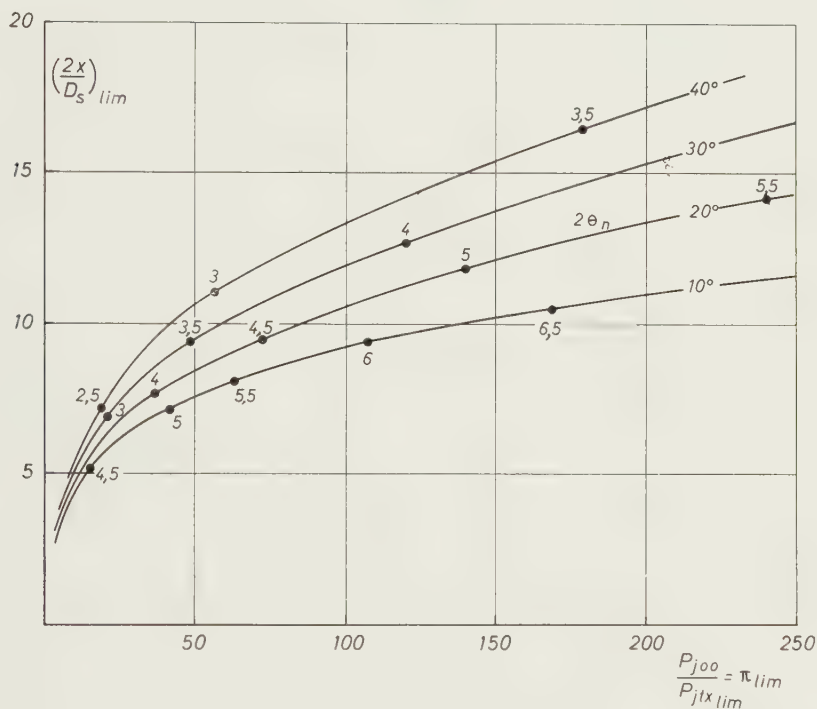


Fig. 13. — Limite de l'écoulement de source pour différents angles d'ouverture.

où $f(\theta_n, M_j)$ est la pente d'une droite partant du point $\left(\frac{2x}{D_s}\right)_{\text{lim}}$, fonction de M_j et θ_n .

(3.3.7)

$$f(\theta_n, M_j) = \left[\frac{2}{\gamma + 1} \left(1 - \frac{1}{M_j^2} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\gamma - 1}{2} + \frac{1}{M_j^2} \right) \left[\frac{8}{9} \left(19 - \frac{15}{M_j} \right) \frac{1}{1 + \left[1 + \left(\frac{2x}{D_s} \right)_{\text{lim}}^2 \right] \frac{1}{M_j^2}} \right] \right].$$

Cette fonction $f(\theta_n, M_j)$ est représentée sur la *figure 14* et calculée pour les valeurs de $2\theta_n = 10^\circ; 20^\circ; 30^\circ$ et 40° . L'ensemble des résultats théoriques pour $2\theta_n = 20^\circ$ est donné dans la *figure 15*. On remarque, sur les courbes $\frac{2x}{D_s} = f(\pi)$, que les distances de détachement augmentent très vite pour les faibles nombres de Mach.

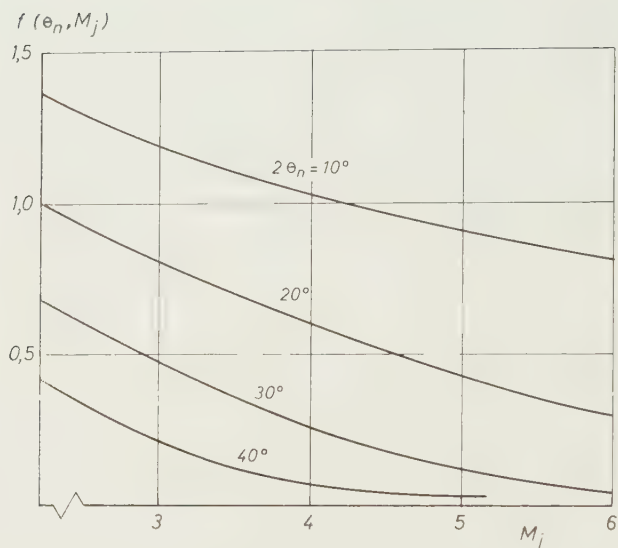


Fig. 14. — $f(\theta_n, M_j)$ en fonction de M_j pour différents angles d'ouverture θ_n .

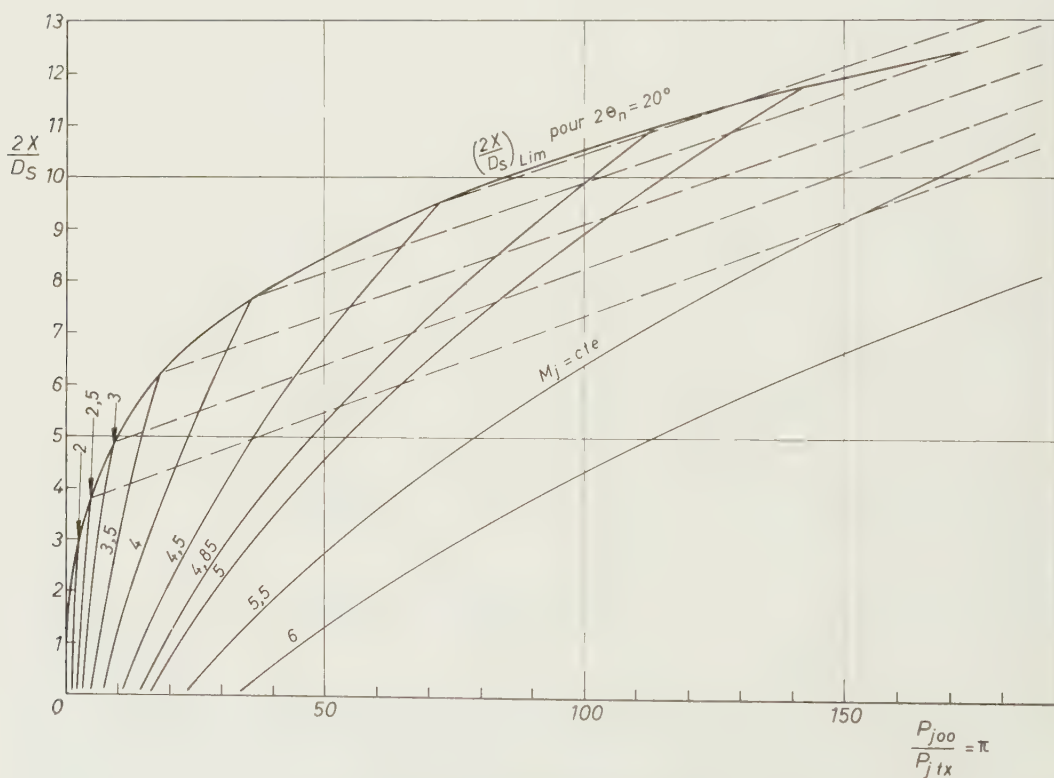


Fig. 15. — Distance x de l'onde de choc d'une tuyère d'angle d'ouverture $2\theta_n = 20^\circ$, pour différents nombres de Mach M_j .

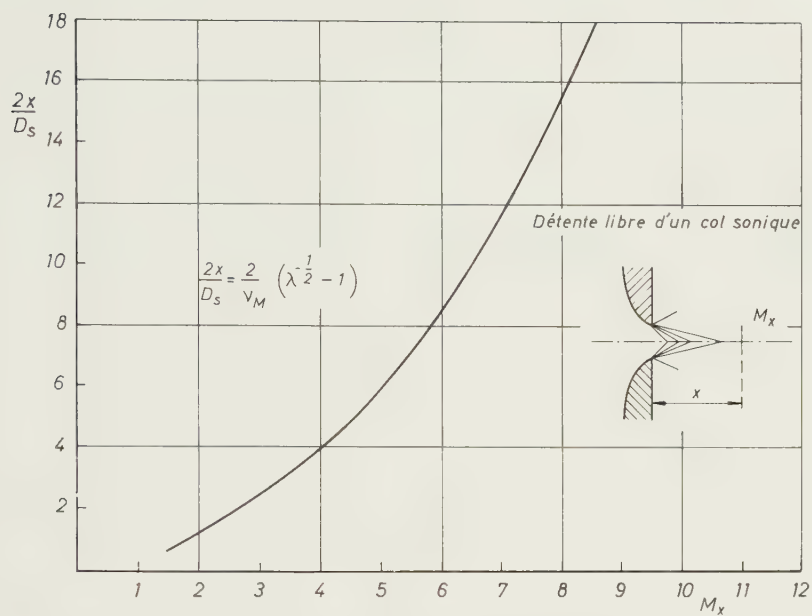


Fig. 16. — Distance x dans un écoulement sonique correspondant au nombre de Mach M_x .

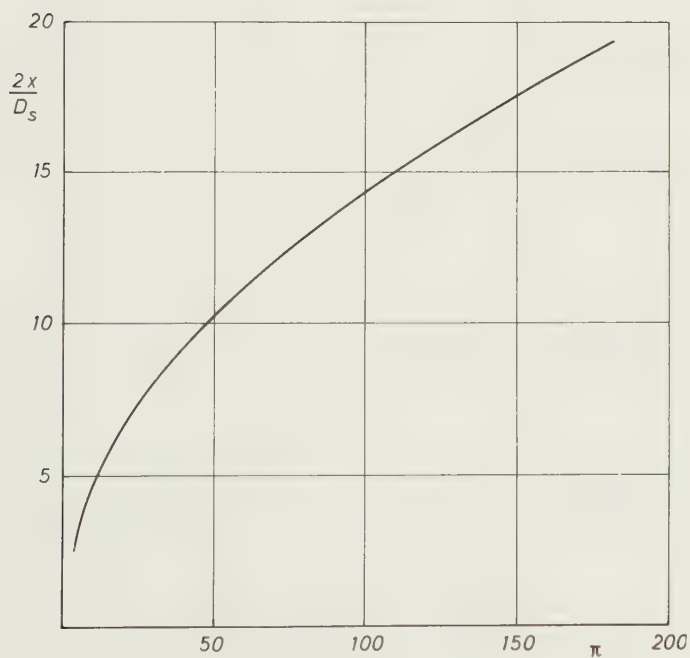


Fig. 17. — Distance x dans un écoulement sonique correspondant à π .

3,3,3 Dans le cas d'un *écoulement sonique*, la théorie des caractéristiques donne, à la distance x d'un écoulement radial, la formule :

$$(3.3.8) \quad \frac{2x}{D_s} = \frac{2}{v_M} \left(\lambda^{-\frac{1}{2}} - 1 \right) .$$

λ est toujours le rapport des sections rapportées au col sonique, et v_M est l'angle de PRANDTL-MEYER, fonction de M_x . Les *figures* 16 et 17 donnent respectivement cette courbe en fonction du nombre de Mach M_x sur l'axe des x , et en fonction de π .

4,1

DISTANCE DE DÉTACHEMENT Δ_j

On a appelé Δ_j la distance qui sépare l'onde de choc du jet de la sortie de la tuyère.

Le nombre de Mach extérieur est toujours $M_e = 7,1$ ($p_{e00} = 100$ bars); on a choisi, pour nombre de Mach du jet M_j , les valeurs suivantes : 3,5; 4,0; 4,5; 4,85; 5,0 et 5,3; ce nombre de Mach est déterminé par les dimensions géométriques de la tuyère et vérifié par des mesures de débit.

Les figures 18 à 23 donnent les résultats des mesures; les différentes distances de détachement Δ_j sont relevées sur les films ou les photographies correspondants.

La valeur du rapport $\pi = \frac{p_{j00}}{p_{e1,2}}$ est toujours portée en abscisses. A titre de comparaison, on a tracé, sur les mêmes figures, les courbes théoriques correspondant à $M_j = C^{te}$, obtenues à l'aide du calcul effectué au chapitre précédent.

Les figures 24 à 26 donnent quelques photographies prises au cours de ces expériences.

Les valeurs de $\frac{2 \Delta_j}{D_s}$ dépassent rarement 4. Cette limite est imposée par les dimensions de la soufflerie, qui se désamorce ou se bouche au delà, quand on utilise un diamètre de sortie (constant voisin de 5 mm dans nos expériences).

Pour la plupart des nombres de Mach, le rapport $\frac{D_e}{D_s}$ varie entre 1,2 et 2,8. Nous avons déjà vu que cette variation n'a aucune influence sur la distance de détachement.

Dans le cas d'une tuyère sonique, $M_j = 1$, on obtient aussi une courbe unique pour $\frac{2 \Delta_j}{D_s}$ en fonction de π comme le montre la figure 27.

Quelques photographies de l'expérience C 6 pour laquelle $\frac{D_e}{D_s} = 5$ sont données figure 29.

La figure 28 montre que les valeurs expérimentales contrôlent bien la courbe théorique, si l'on prend pour diamètre de sortie D_s la valeur donnée par la mesure du débit. Les points expérimentaux obtenus en utilisant les diamètres nominaux se situent à environ 15 % au-dessus de la courbe théorique.

Dans la limite des mesures effectuées, c'est-à-dire pour $1 < \pi < 100$ et $3 < \frac{D_e}{D_s} < 12$, on obtient approximativement :

$$(4.1.1) \quad \frac{2 \Delta_j}{D_s} = 1,65 \sqrt{\pi},$$

où D_s est la valeur nominale du col.

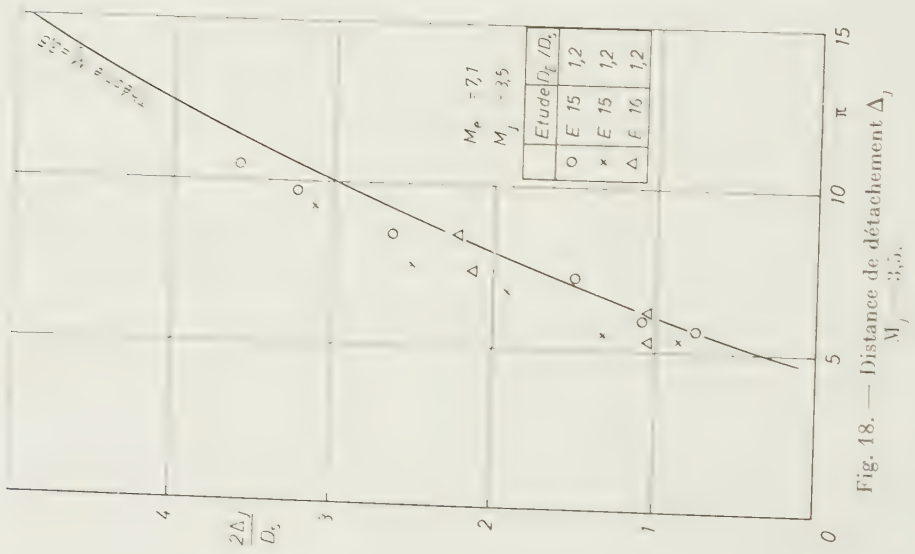


Fig. 18. — Distance de détachement Δ_J
 $M_J = 3.5$.

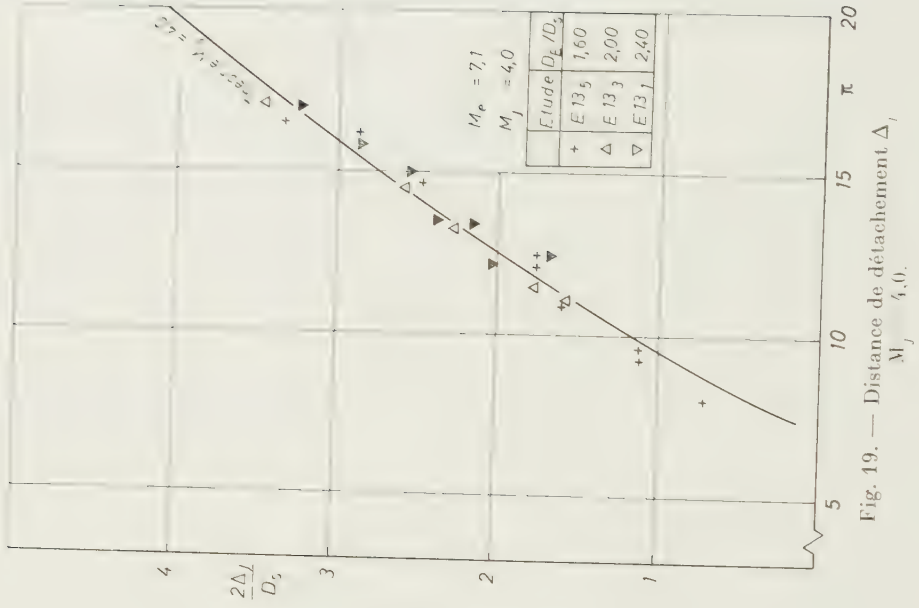


Fig. 19. — Distance de détachement Δ_J
 $M_J = 4.0$.

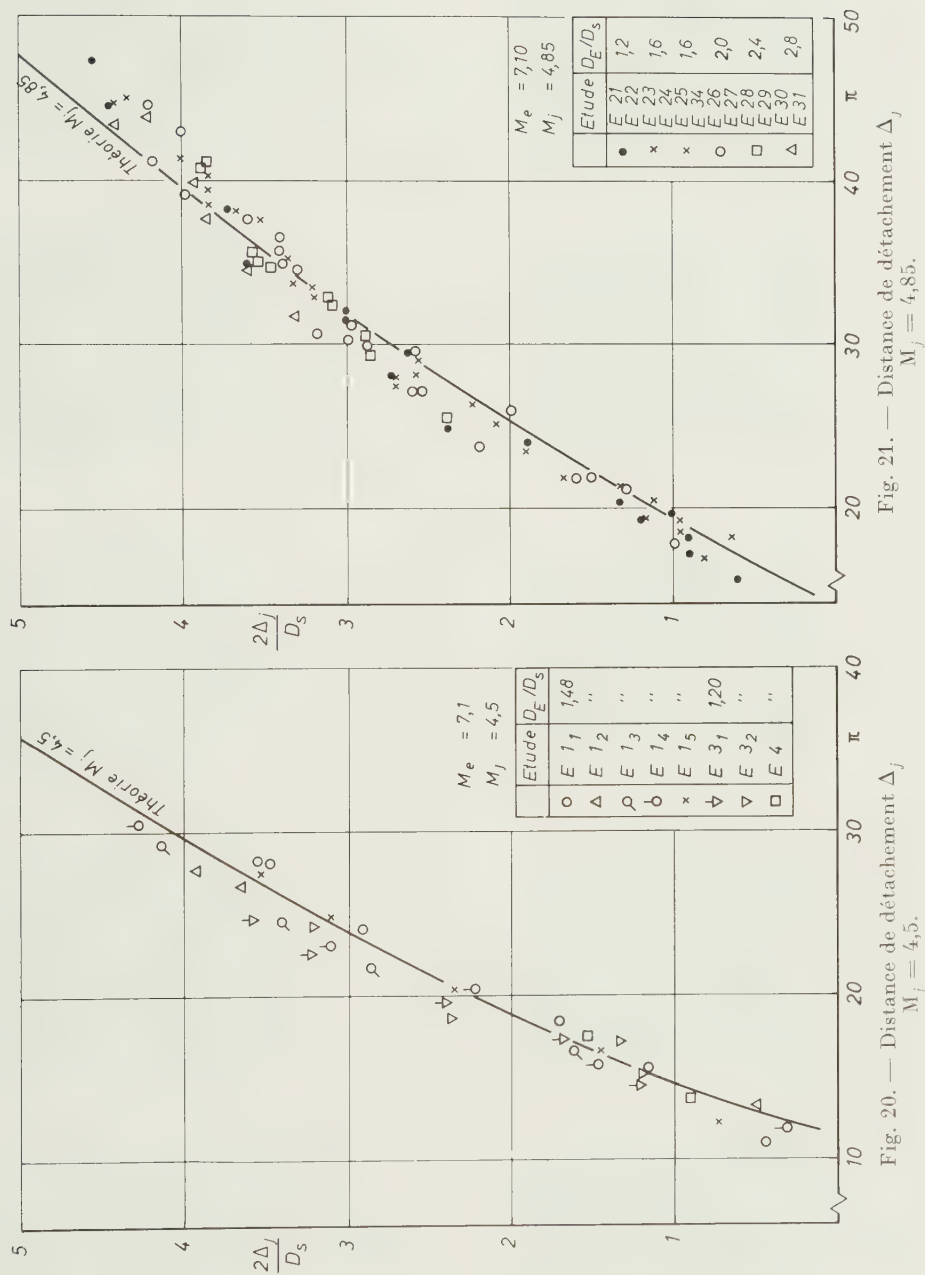


Fig. 20. — Distance de détachement Δ_j
 $M_j = 4,5$.

Fig. 21. — Distance de détachement Δ_j
 $M_j = 4,85$.

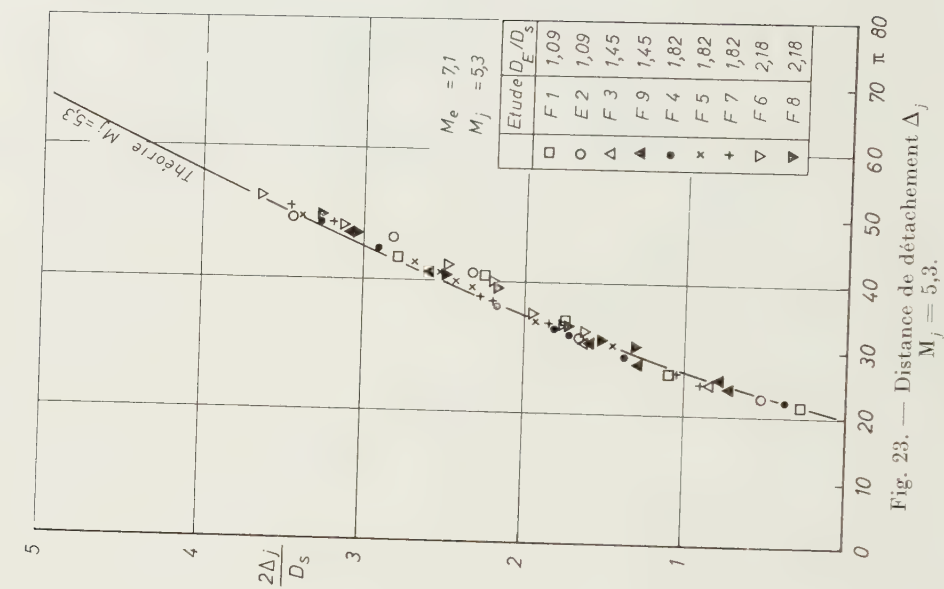


Fig. 23. — Distance de détachement Δ_j
 $M_j = 5,3$.

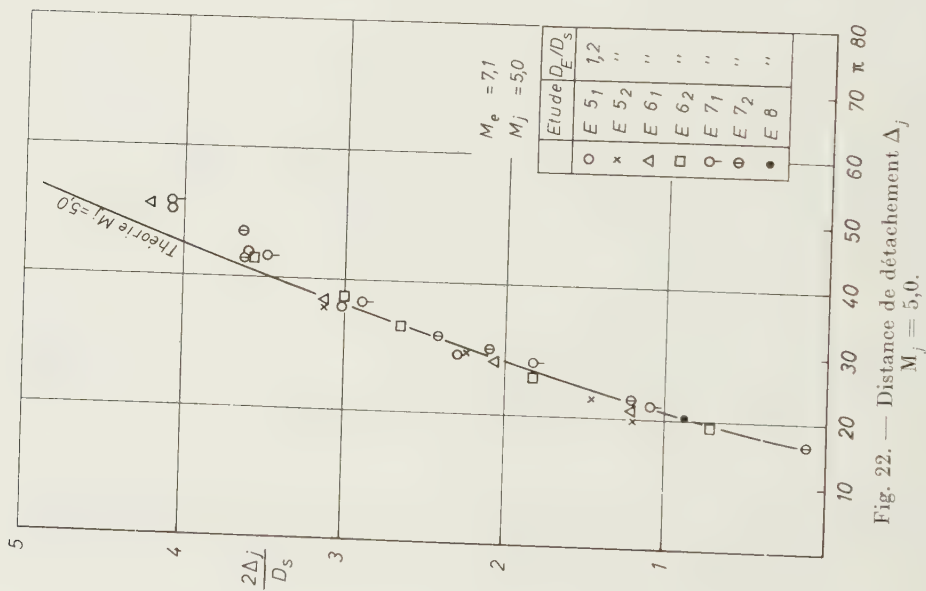
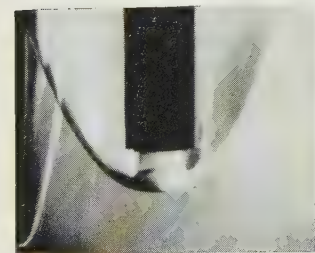


Fig. 22. — Distance de détachement Δ_j
 $M_j = 5,0$.



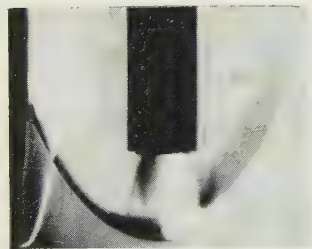
$$\frac{\pi}{2\Delta} = 16,70$$

$$\frac{1}{D_s} = 0,80$$



$$M_j = 4,85 \text{ (E 23),}$$

$$1,68$$



$$27,40$$

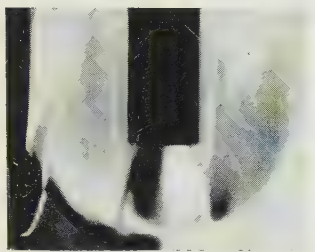
$$2,72$$

$$\frac{D_E}{D_S} = 1,60, \quad p_{\infty} = 100 \text{ bars.}$$



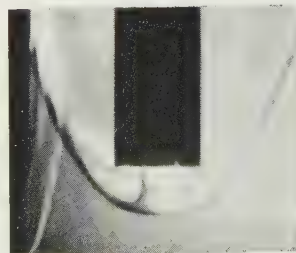
$$29,90$$

$$2,88$$



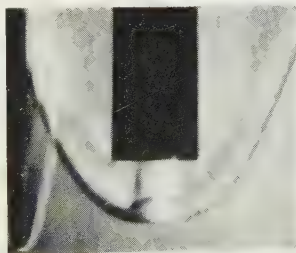
$$41,10$$

$$4,00$$



$$17,90$$

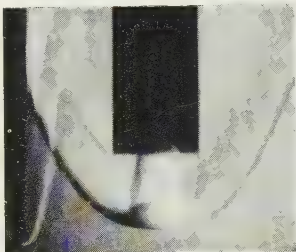
$$1,00$$



$$21,90$$

$$1,60$$

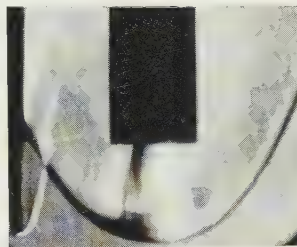
$$M_j = 4,85 \text{ (E 26),}$$



$$23,90$$

$$2,20$$

$$\frac{D_E}{D_S} = 2,00, \quad p_{\infty} = 100 \text{ bars.}$$



$$30,70$$

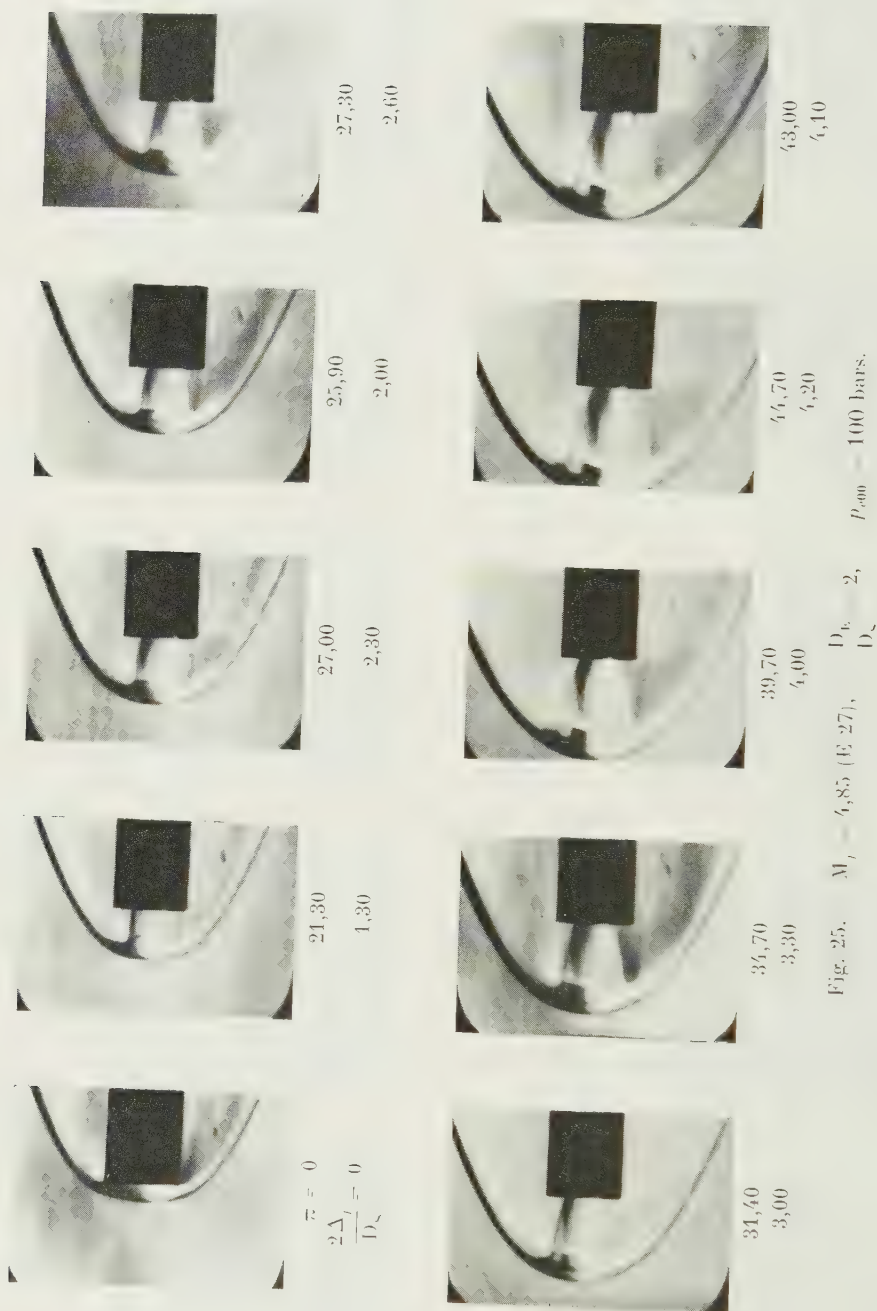
$$3,20$$

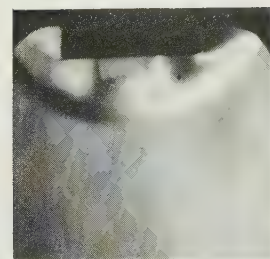


$$35,40$$

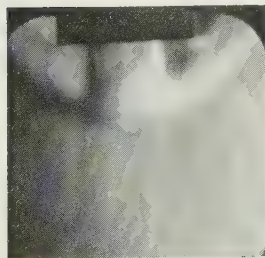
$$3,40$$

Fig. 24.

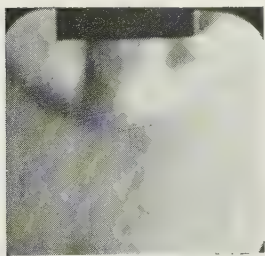




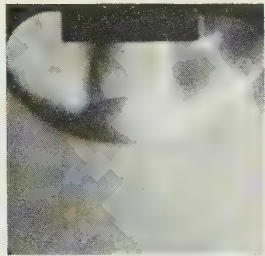
$\pi = 23,80$
 $\frac{2\Delta_1}{D_s} =$



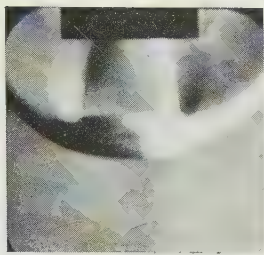
25,80 —



27,60 —



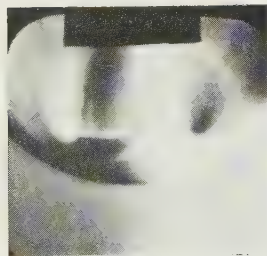
30,50 1,43



33,20 1,93



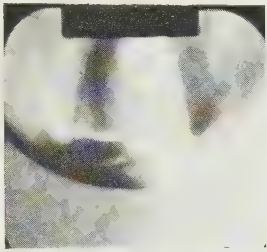
38,70 2,33



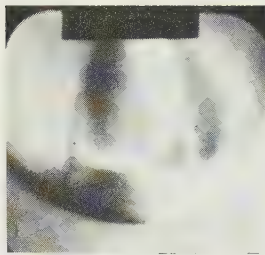
39,70 2,42



41,30 2,51



42,50 2,69



49,20 3,40

Fig. 26. — $M_j = 5,3$ (F 5),
 $D_v = 1,82$,
 D_s — 100 bars.

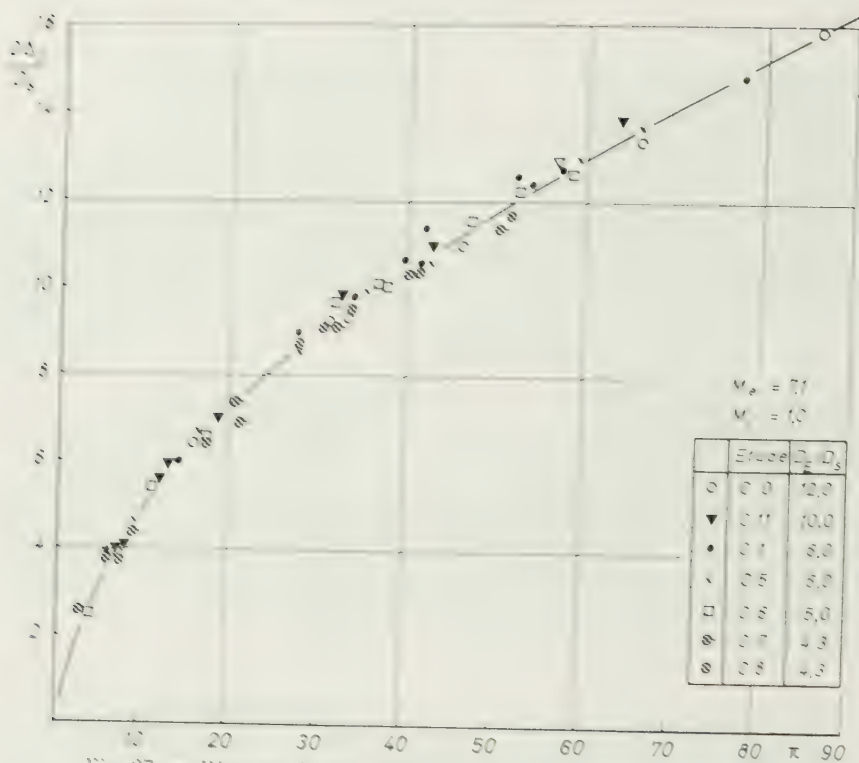
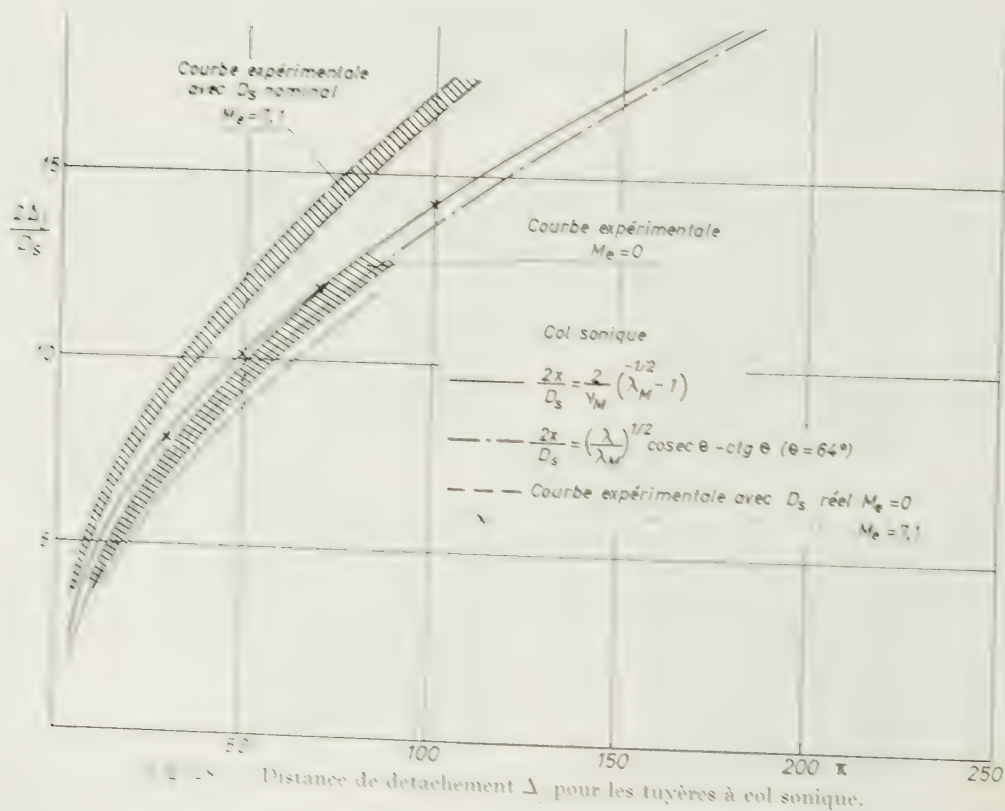


Fig. 27. Distance de détachement Δ_s d'un écoulement sonique, rapportée au diamètre de sortie





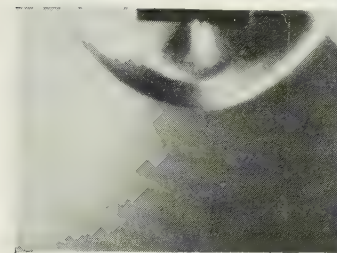
171



3.11
2.50



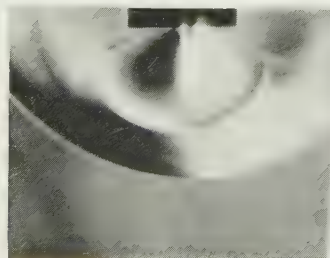
6,000
3,750



10,50
5,50



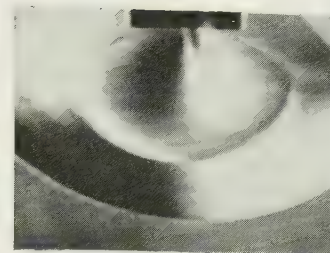
15,50
6,50



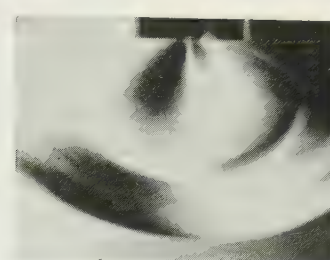
0000



1000
1000

11.50
11.00

52.00
12.05



5.000

11229 M 1 (6), 100 bars.

4,2

DISTANCE DE DÉTACHEMENT Δ_e , POUR $M_j = 1$

Une série d'expériences effectuées avec une tuyère sonique avec différents cols a donné les résultats représentés sur la *figure 30*.

Dans ces expériences on a mesuré la distance Δ_e qui sépare l'onde de choc de l'écoulement extérieur de la sortie de la tuyère.

On obtient ici encore une courbe unique en fonction de π , si l'on rapporte les valeurs de Δ_e au diamètre de sortie de la tuyère, D_s (*fig. 31*). Les courbes $\frac{\Delta_e}{D_E}$ partent évidemment d'une certaine valeur, étant donné que, pour un débit nul ($\pi = 1$), le rapport $\frac{\Delta_e}{D_E}$ n'est fonction que du nombre de Mach de l'écoulement extérieur ($\frac{\Delta_e}{D_E} = 0,212$ pour $M_e = 7,1$).

On vérifie que l'expression correcte de la distance de détachement Δ_e en fonction de π doit faire intervenir le paramètre $\frac{2\Delta_e}{D_s}$ et non $\frac{2\Delta_e}{D_E}$. On démontre ainsi la liaison entre l'échelle géométrique du champ d'interaction et le débit du jet.

4,3

DISTANCE DE DÉTACHEMENT Δ_e , POUR $M_j = 4,85$.

La *figure 32* donne la distance de détachement de l'onde de choc de l'écoulement extérieur rapportée à D_E , en fonction de $\frac{p_{jts}}{p_{etx}}$ pour $M_j = 4,85$. Ces résultats sont analogues à ceux examinés pour $M_j = 1$; toutefois, on a porté $\frac{\Delta_e}{D_E}$ en fonction d'un paramètre légèrement différent du précédent; c'est le rapport $\frac{p_{jts}}{p_{etx}}$ proportionnel à π .

Cette représentation permet de mettre en évidence :

a) la région du « soufflage subsonique » avec une valeur limite de $\frac{\Delta_e}{D_E}$ quand π tend vers zéro;

b) une courbe qui délimite une zone d'écoulement stable. Nous reviendrons dans le chapitre suivant sur l'étude de l'instabilité.

On constate en effet que les différentes courbes $\frac{D_E}{D_s} = C^{te}$ ne peuvent être tracées que jusqu'à une valeur limite de $\frac{p_{jts}}{p_{etx}}$. Si on remplace celle-ci par le paramètre habituel π , on trouve, pour $M_e = 7,1$ et $M_j = 4,85$.

$\frac{D_E}{D_s}$	1,6	2,0	2,4	2,8
π	17	21	26	32

Ces valeurs sont en accord avec les valeurs théoriques qui seront données au chapitre suivant (*fig. 40*).

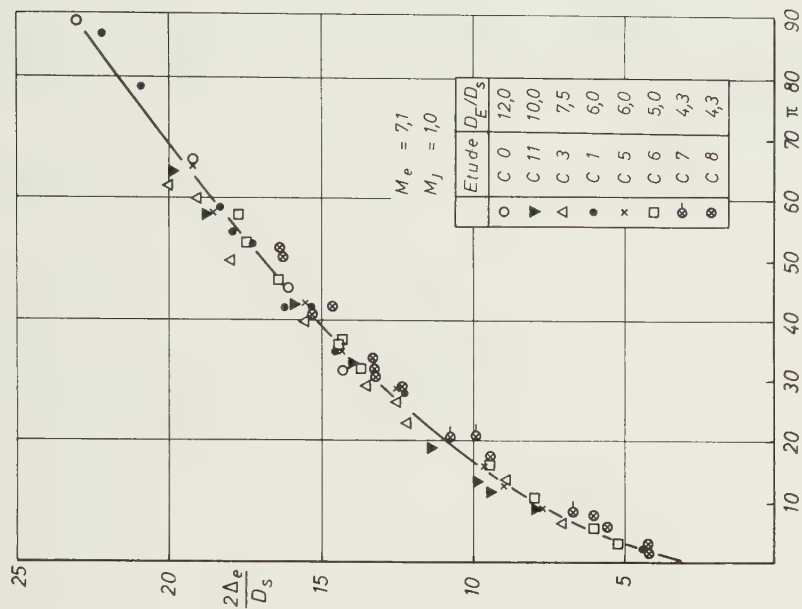


Fig. 31. — Distance de détachement Δ_e rapportée au diamètre de sortie de la tuyère.

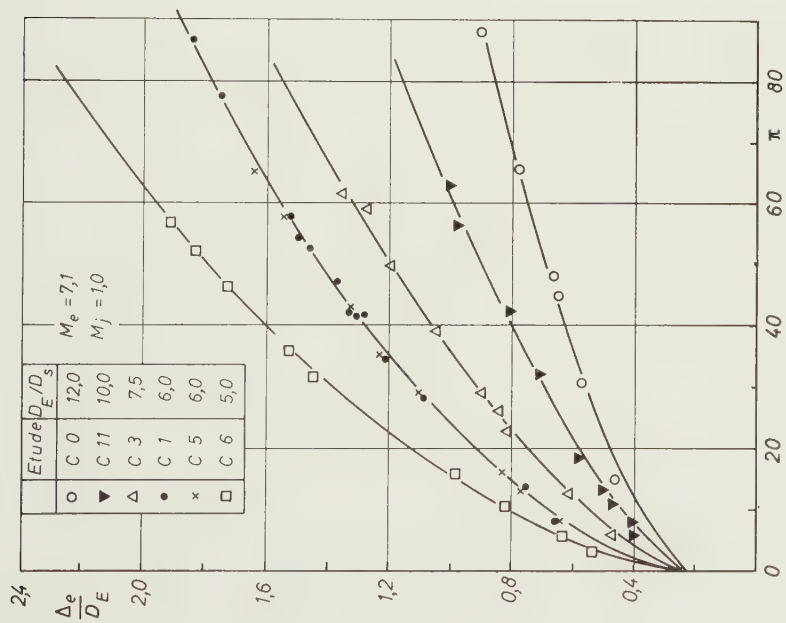


Fig. 30. — Distance de détachement Δ_e de l'onde de choc de l'écoulement extérieur pour une tuyère sonique.

Les résultats concernant $\frac{2 \Delta_e}{D_s}$, pour les autres nombres de Mach, sont analogues à ceux qui viennent d'être décrits.

Le fait que la distance de détachement Δ_e est, comme Δ_j , uniquement fonction de π , est montré par la représentation de $\frac{\Delta_e - \Delta_j}{\Delta_j} = f(\pi)$ pour les différents nombres de Mach utilisés (fig. 33 à 35).

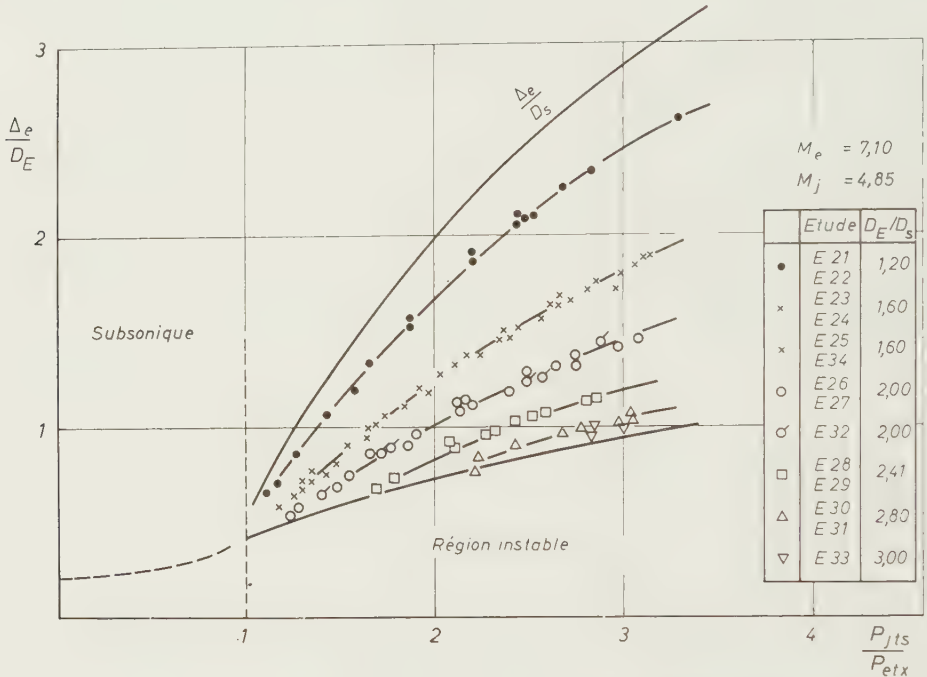


Fig. 32. — Distance de détachement Δ_e de l'onde de choc de l'écoulement extérieur pour un nombre de Mach $M_j = 4,85$.

Quand l'onde de choc tend à se placer à la sortie de la tuyère ($\pi = \pi_0$), la valeur du rapport tend vers l'infini. Au contraire, quand π augmente indéfiniment ($\pi \gg \pi_0$), les courbes tendent vers une limite de $\frac{\Delta_e - \Delta_j}{\Delta_j}$ qui est approximativement égale à :

$$\left(\frac{\Delta_e - \Delta_j}{\Delta_j} \right)_{\lim} = 0,43.$$

Tous ces résultats sont reproduits sur la figure 36.

Étant donné que Δ_j est une fonction de π , la valeur de Δ_e pour des valeurs de π très supérieures à π_0 est donnée, à un facteur près, par l'expression (3.3.2).

La représentation utilisée sur la figure 36 suggère aussi que la forme du choc extérieur est déterminée par le diamètre d'un « corps équivalent » (formé par la surface de séparation des deux écoulements) dont le rayon de courbure au point d'arrêt est de la forme :

$$R_{equ} = \Delta_e - \Delta_c,$$

où Δ_c est la distance entre la ligne de séparation et l'onde de choc de l'écoulement extérieur (chap. 7,2).

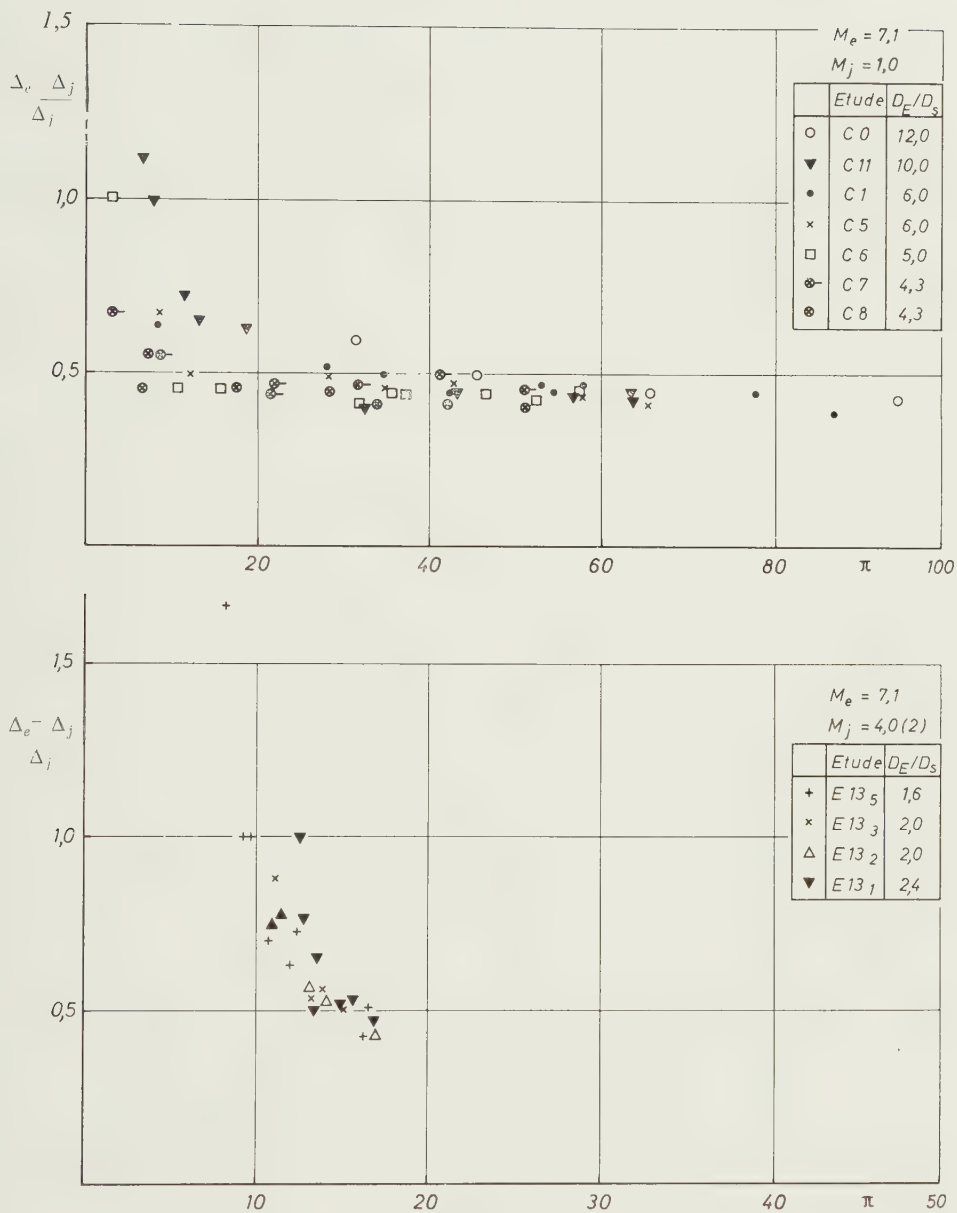


Fig. 33.

$\frac{\Delta_e - \Delta_j}{\Delta_j}$ en fonction de π pour $M_j = 1,0$ et $M_j = 4,0$.

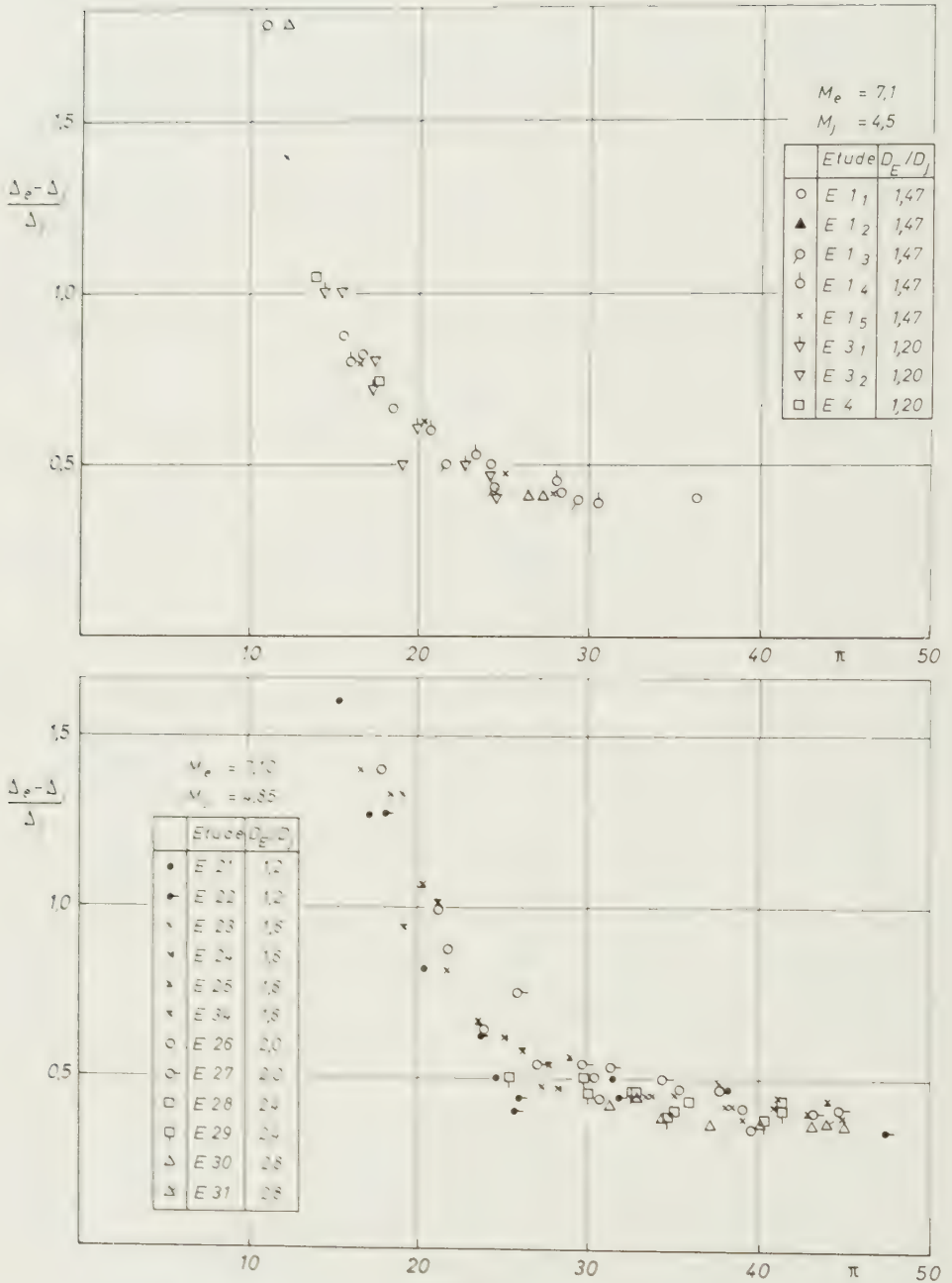


Fig. 34.

$\frac{\Delta_e - \Delta}{\Delta}$ en fonction de π pour $M_j = 4,5$ et $M_j = 4,85$.

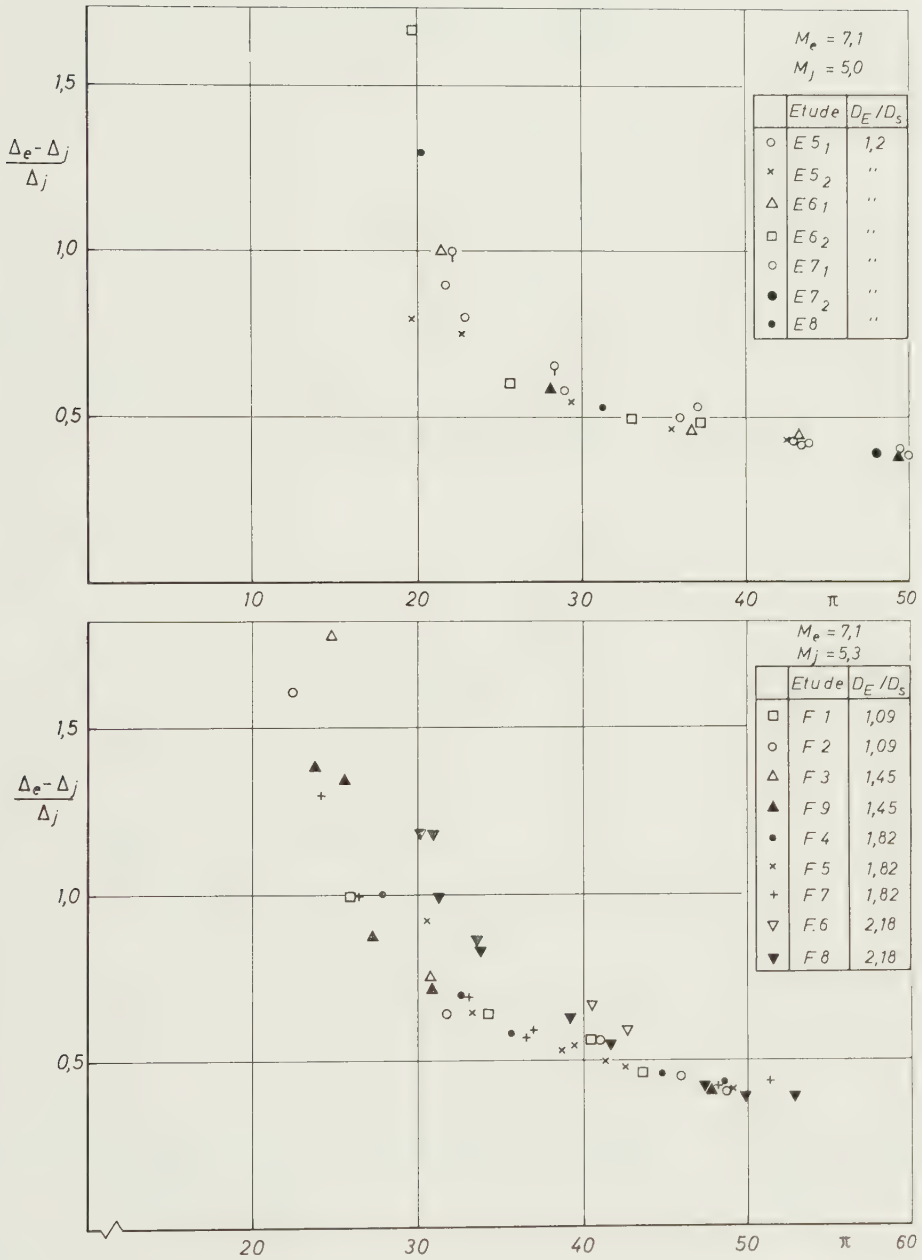


Fig. 35.

$\frac{\Delta_e - \Delta_j}{\Delta_j}$ en fonction de π pour $M_j = 5,0$ et $M_j = 5,3$.

D'après les expériences on constate que :

$$\begin{aligned} \Delta_c &= 0,4(\Delta_e - \Delta_j), \\ \Delta_c &= 0,4(\Delta_e - \Delta_j) \\ R_{\text{equ}} &= \Delta_c = 0,4(\Delta_e - \Delta_j) \end{aligned}$$

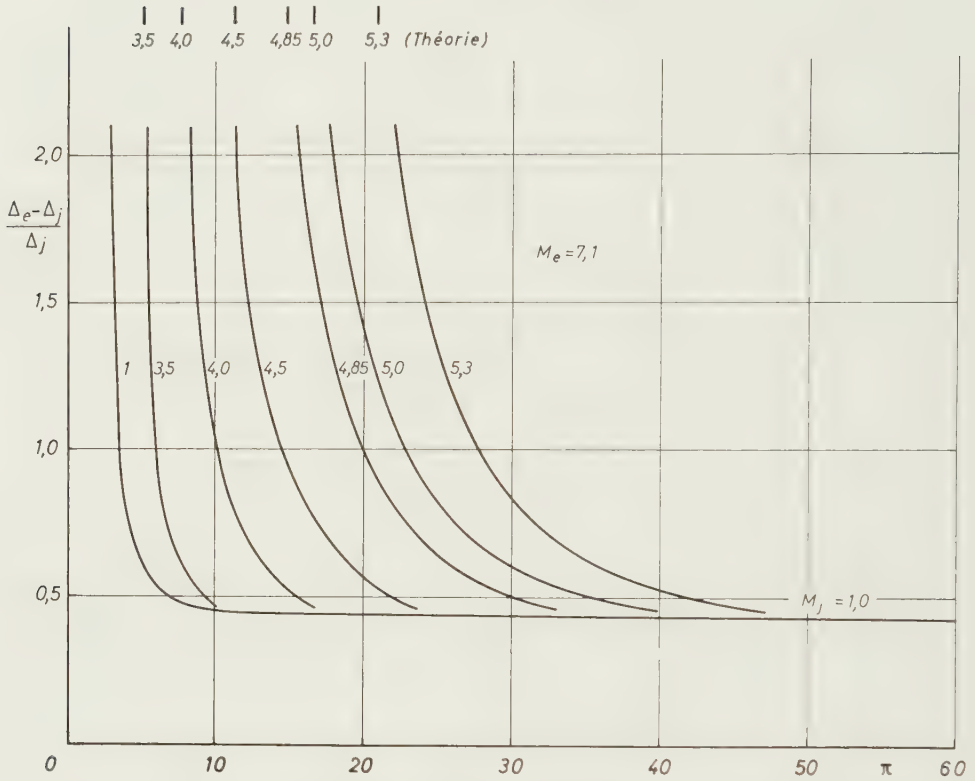


Fig. 36. — Récapitulation des valeurs expérimentales de $\frac{\Delta_e - \Delta_j}{\Delta_j}$ pour les différents nombres de Mach

En tenant compte que $\frac{\Delta_e - \Delta_j}{\Delta_j} = 0,43 \rightarrow \Delta_e = 1,43\Delta_j$ on trouve finalement :

$$\frac{\Delta_c}{R_{\text{equ}}} = 0,149.$$

c'est-à-dire le rapport de la distance de détachement de l'onde de choc devant une sphère de rayon R_{equ} . (voir VAN DYKE).

CONDITIONS ET HYPOTHÈSES

Les observations précédentes ont démontré que : pour tout couple de valeurs de π et de M_j , il existe une valeur de $\frac{D_e}{D_s}$ au-dessus de laquelle l'écoulement devient instable. On se propose maintenant d'étudier cette valeur limite.

L'écoulement est schématisé sur la *figure 37*. Comme on l'a vu précédemment, l'onde de choc du jet se place à une certaine distance Δ_j de la sortie de la tuyère (point 1). L'onde de choc de l'écoulement extérieur se forme à la distance Δ_e de cette sortie. Entre

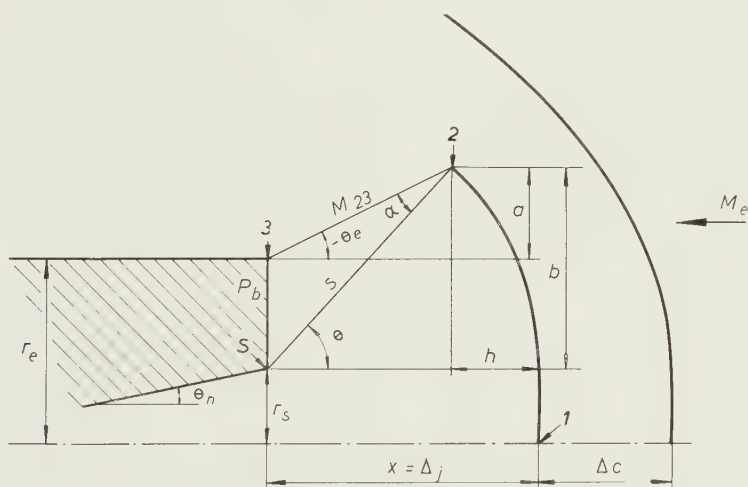


Fig. 37. — Schéma de l'écoulement $\theta_e > 0$.

ces deux ondes de choc, existe une couche où l'écoulement est subsonique. Au fur et à mesure qu'on s'éloigne de l'axe, le débit massique augmente dans le couloir formé par les deux ondes de choc du fait que l'air rentre des deux côtés. Il est clair que cet écoulement subsonique devient supersonique quand il traverse une ligne qui prend son origine au point 2 où l'écoulement, après avoir traversé l'onde de choc du jet, tourne brutalement pour se recoller au point 3.

Une solution exacte du problème serait difficile à obtenir, plus difficile que les études des couches de choc en aval de corps simples émoussés, puisque les conditions aux limites ne sont pas fixes, les parois du couloir n'étant pas connues. On est ainsi amené à schématiser l'écoulement, et à faire des hypothèses semi-empiriques pour trouver une solution approximative du problème, qui donne au moins la limite du domaine d'écoulement stable.

A la distance Δ_j qui définit la position de la première onde de choc, le nombre de Mach sur l'axe est M_x . L'éventail de détente partant d'un point s appartenant au contour de la tuyère, est défini par la droite qui fait, avec l'axe de la tuyère, un angle θ , fonction du nombre de Mach de sortie de la tuyère, de l'angle d'ouverture de la tuyère θ_n , et de la pression de base p_b . Cette fonction s'exprime par :

$$\theta = (\theta_n - \nu_j) + \nu_M,$$

où ν_M est l'angle de PRANDTL-MEYER du nombre de Mach en fin de détente M_M . C'est ce paramètre θ qu'il faut lier aux paramètres déjà cités, et qui caractérisent l'écoulement sur la ligne du centre (point 1). Faisons l'hypothèse que M_M est constant le long de la ligne de courant s 2. Au point 2, l'écoulement traverse l'onde de choc. On suppose qu'il y a retournement de cet écoulement par suite de l'existence d'un éventail de détente de centre 2. L'écoulement de cet éventail est d'abord subsonique, puis supersonique, et atteint le nombre de Mach M_{23} en se rattachant au point 3 de la tuyère. L'angle que forme

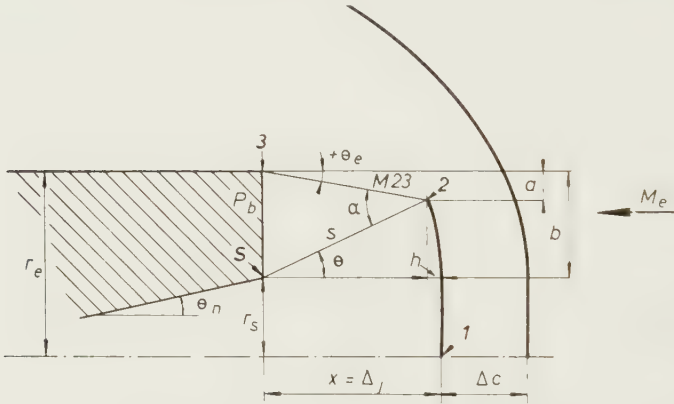


Fig. 38. — Schéma de l'écoulement $\theta_e > 0$.

cette ligne d'écoulement avec l'axe de la tuyère est égal à θ_e . Si $\theta_e > 0$ (fig. 38), on a au point 3 une détente; si, au contraire, $\theta_e < 0$, on a une recompression par choc oblique. Dans le triangle s 2 3, là où se trouve le fluide au repos, existe une certaine pression p_b .

Pour la mise en équation du problème, on part des conditions de l'écoulement et des relations géométriques.

A. — Les conditions de l'écoulement reposent sur les hypothèses suivantes :

- première hypothèse : on traite l'écoulement comme s'il était plan;
- deuxième hypothèse : on suppose les égalités suivantes :

$$\frac{S}{r_s} = \frac{\Delta_j}{r_s} = \frac{2x}{D_s}$$

Cette relation est assez bien vérifiée empiriquement, comme on peut le constater sur les photographies. Il est d'ailleurs possible de justifier physiquement cette hypothèse, en partant d'un modèle d'écoulement de jet qui l'identifie avec un écoulement de source.

La grandeur $\frac{2x}{D_s}$ est une fonction de π qui a déjà été établie et vérifiée expérimentalement dans le chapitre précédent;

— *troisième hypothèse*: le nombre de Mach est constant sur la ligne **2 3**;

— *quatrième hypothèse*: la pression statique sur la tuyère en aval du point **3** est égale à la pression statique de l'écoulement extérieur;

— *cinquième hypothèse*: il est nécessaire de préciser les conditions après le choc au point **2**.

L'ensemble des calculs, dont un exemple sera donné ci-après, peut se faire à partir de deux hypothèses différentes, qui donnent les cas extrêmes utilisés pour le calcul de la stabilité.

Dans le premier cas, on suppose que la pression totale de l'écoulement extérieur au point **2** est :

$$a) \quad p_{et2} = p_{et1} \cos^2 \theta = p_{jt2},$$

où θ est l'inclinaison de l'onde de choc de l'écoulement extérieur, à peu près perpendiculaire à la ligne **s — 2**. On suppose donc que la pression dans la couche transsonique est fixée par l'écoulement extérieur (newtonien) autour d'un nez sphérique de rayon Δ_j ; il est évident que ce modèle donne la pression minimale qui pourrait exister en **2**.

Dans le second cas, on suppose que la pression d'arrêt après le choc est égale à la pression d'arrêt de l'écoulement extérieur.

$$b) \quad p_{et2} = p_{et1}.$$

Il est évident que ceci donne la pression p_{et2} maximale, car autrement l'écoulement pénétrant dans la couche entre les deux chocs ne pourrait pas s'échapper.

B. — *Les relations géométriques* suivantes peuvent être établies à partir de la première hypothèse :

$$a) \quad h = x - s \cos \theta;$$

$$b) \quad \frac{a}{s \cos \theta} = \operatorname{tg} (-\theta_e);$$

$$c) \quad b = s \sin \theta;$$

$$d) \quad r_e = (b - a) + r_s,$$

ce qui donne :

$$\frac{r_e - r_s}{r_s} = \frac{s \operatorname{tg} \theta - \operatorname{tg} \theta_e}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \theta}},$$

ou :

$$(5.1.1) \quad \left| \frac{D_e}{D_s} - 1 = \frac{2x}{D_s} \cdot \frac{\operatorname{tg} \theta - \operatorname{tg} \theta_e}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \theta}} \right|.$$

C'est donc le rapport $\frac{D_e}{D_s}$ qui est le paramètre principal définissant, pour chaque valeur de π , les conditions de stabilité.

5.2

CALCUL DE LA STABILITÉ

5.2.1 Méthode.

Avec les hypothèses précédentes, il est possible de lier, à chaque valeur de π , deux paramètres θ et θ_c qui déterminent la géométrie du champ schématisée sur la figure 37. Par suite de la complexité des équations, il est pratiquement plus facile et plus clair d'utiliser un procédé de calcul itératif, en se servant des tables déjà établies (N.A.C.A. Rep. 1135). Ceci est montré dans l'exemple suivant :

Chaque feuille de calcul comporte vingt-neuf colonnes qui ont la signification suivante :

- (1°) M_M valeur fixée *a priori* du nombre de Mach à la sortie de la tuyère, après détente (point *s*);
- (2°) ν_M angle de détente PRANDTL-MEYER correspondant au nombre de Mach précédent (tables);
- (3°) $\theta = (\theta_n - \nu_f) + \nu_M$ angle physique de la déviation de la ligne d'écoulement *s 2*;
- (4°) $\frac{p_b}{p_{\infty}}$ rapport des pressions correspondantes à la valeur de M_M (tables). p_b est la pression constante qui doit exister dans la région *s 2 3*;
- (5°) $\frac{p_{j2}}{p_{\infty}}$ rapport des pressions existant après un choc droit pour un nombre de Mach M_M (tables);
- (6°) $\frac{p_b}{p_{t2}} = \frac{(4^\circ)}{(5^\circ)}$ formule de RAYLEIGH;
- (7°) M_{23} nombre de Mach le long de la ligne *2 3*. Il se déduit du rapport précédent (tables et 6°) qui est alors le rapport de la pression statique sur la pression génératrice;
- (8°) $\Gamma = \frac{1}{\cos^2 \theta}$, à partir de (3°);
- (9°) $\frac{p_{c1}}{p_{\infty}}$ hypothèse 5 a) (8°). (5°);
- (10°) $\frac{p_{c\infty}}{p_{\infty}} = \frac{p_{c1}}{p_{\infty}} \left(\frac{p_{c\infty}}{p_{c1}} \right)_{M_c=7.1} = 69,3.(9^\circ)$, paramètres de l'écoulement extérieur $M_c = 7,1$;
- (11°) $\frac{p_{c\infty}}{p_{\infty}} = 2,207 \cdot 10^{-4} \cdot (10^\circ)$ ($M_c = 7,1$);
- (12°) $\frac{p_{c\infty}}{p_b} = \frac{(11^\circ)}{(4^\circ)}$ rapport des deux pressions statiques (voir 4^e hypothèse).

Dès qu'on arrive à cette colonne de calcul, on distingue deux cas :

1. $\frac{p_{c\infty}}{p_b} < 1$;
2. $\frac{p_{c\infty}}{p_b} > 1$.

Dans le premier cas, on a, dans la région au-dessus de la ligne *2 3*, un écoulement supersonique de nombre de Mach, M_{23} , dont la pression statique est trop élevée. Donc

pour avoir une pression égale à $p_{es\infty}$ dans la région en aval du point 3, on doit avoir issue du point 3 une ligne de détente. Ce calcul auxiliaire de l'égalité des pressions se fait de la manière suivante : à partir du nombre de Mach :

- (A1°) M_{23} on détermine l'angle de PRANDTL-MEYER;
 (A2°) ν_{23} (tables);
 (A3°) $\frac{p_b}{p_{a0a}}$ rapport de la pression statique à la pression totale d'un écoulement M_{23} (tables). Mais, en réalité, on a, en multipliant (A3°) par (12°):

$$(A3^\circ) = (6^\circ) = \frac{p_b}{p_{jlr}};$$

 (A4°) $\frac{p_{es\infty}}{p_{a0a}}$ rapport de la pression statique à la pression totale d'un écoulement $M_a > M_{23}$ pour lequel on trouve dans les tables l'angle de PRANDTL-MEYER;
 (A5°) ν_{Ma} ($\nu_{Ma} > \nu_{23}$);
 (13°) La différence de ces deux angles est précisément l'angle

$$\theta_e = (A5^\circ) - (A2^\circ).$$

Dans le second cas, où $\frac{p_{es\infty}}{p_b} > 1$, on peut calculer un coefficient de pression C_p et en déduire à l'aide des tables une certaine inclinaison δ . C'est cette inclinaison qui est égale à θ_e et que l'écoulement doit suivre à travers un choc oblique issu de (3°) pour rétablir la continuité des pressions statiques.

$$C_p = \frac{p_{es\infty} - p_b}{q_b} = \frac{(2(p_{es\infty} - p_b))}{\gamma p_b M_{23}^2} = \frac{1,43}{M_{23}^2} \left(\frac{p_{es\infty}}{p_b} - 1 \right),$$

où :

$$q_b = \frac{\gamma}{2} p_b M_{23}^2.$$

$$(12^\circ a) = \frac{1,43}{M_{23}^2}, \quad (12^\circ b) = C_p.$$

Après ces deux calculs auxiliaires, on retrouve les colonnes communes, à savoir :

- (16°) $\operatorname{tg} \theta$, à partir de (3°);
 (17°) $\operatorname{tg} \theta_e$, à partir de (13°);
 (18°) $\operatorname{tg}^2 \theta$;
 (19°) $1 + \operatorname{tg}^2 \theta$;
 (20°) $\operatorname{tg} \theta_e + \operatorname{tg} \theta$;
 (21°) $\frac{\sqrt{(19^\circ)}}{(20^\circ)} = \frac{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \theta}}{\operatorname{tg} \theta_e + \operatorname{tg} \theta} = \frac{\frac{2x}{D_s}}{\frac{D_E}{D_s} - 1}$;
 (14°) $\frac{2x}{D_s}$ (première hypothèse);
 (15°) $\frac{p_{j00}}{p_{j12}} = \frac{1}{(5^\circ)}$;
 (22°) $\frac{(14^\circ)}{(21^\circ)} = \frac{D_E}{D_s} - 1$;
 (23°) $\pi = \frac{1}{(9^\circ)}$.

5,2,2 Résultats.

On a obtenu pour chaque hypothèse initiale de M_{VI} une seule valeur pour θ et θ_e qui déterminent le triangle **s 2 1** : colonnes (3°) et (13°). L'ensemble de ces demi-valeurs, donc, la *trajectoire possible du point 2*, est porté sur les *figures 43 et 44*, à titre d'exemple pour $M_j = 4,85$.

D'autre part, pour le cas où le point **3** se trouve à l'extrémité du cylindre extérieur, on a [colonnes (22°) et (23°)] une liaison unique entre les paramètres $\frac{D_E}{D_S}$ et π . Il est évident que, pour une valeur de $\frac{D_E}{D_S}$ fixe, une valeur de π plus petite conduirait à un point de rattachement **3** sur la surface de base du cylindre, et l'écoulement ne serait plus possible. Pour toute valeur de π plus grande, le point **3** se situerait sur la surface cylindrique à l'aval de l'épaulement (voir schémas, *fig. 39*).

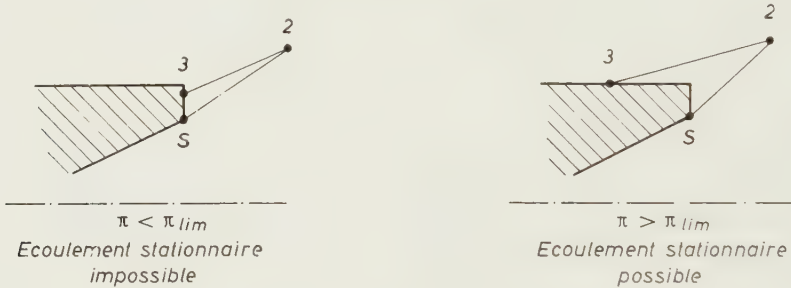


Fig. 39.

Ce cas ne présente aucune incompatibilité avec le modèle analytique (le triangle **s 2 3** est pris comme « eau morte ») et donc l'écoulement stationnaire est possible.

L'interprétation du calcul est donc la suivante : les colonnes (23°) et (22°) donnent, pour chaque valeur de π , une valeur de $\frac{D_E}{D_S}$ marquant la limite de l'écoulement stationnaire, et vice versa.

Le calcul a été réalisé dans les conditions suivantes :

$$M_j = 1 - 2 - 3,5 - 4,0 - 4,5 - 4,85 \text{ et } 5,3;$$

$$M_e = 7,1;$$

$$\theta_n = 10^\circ;$$

$$0 < \pi < 100;$$

$$1 < \frac{D_E}{D_S} < 6.$$

On a tracé sur la *figure 40* les résultats obtenus dans les deux cas extrêmes ($\cos^2 \theta$ variable et $\cos^2 \theta = 1$).

Dans le cas de $p_{e12} = p_{e11}$, le calcul est considérablement simplifié du fait que le nombre de Mach sur la ligne **2 - 3** dépend seulement de la valeur prise pour M_e . On trouve aussi que l'angle de PRANDTL-MEYER ν_{VI} , donné dans la colonne (A5°), est constant et égal à $56,74^\circ$ ($M_e = 7,1$).

Pour $p_{e12} = p_{e11} \cos^2 \theta$, la variation du nombre de Mach M_{23} pour $M_j = 1$, est donnée dans la *figure 41*.



Fig. 40. - Limite de la stabilité pour différents nombres de Mach M_j ($\theta_n = 10^\circ$).

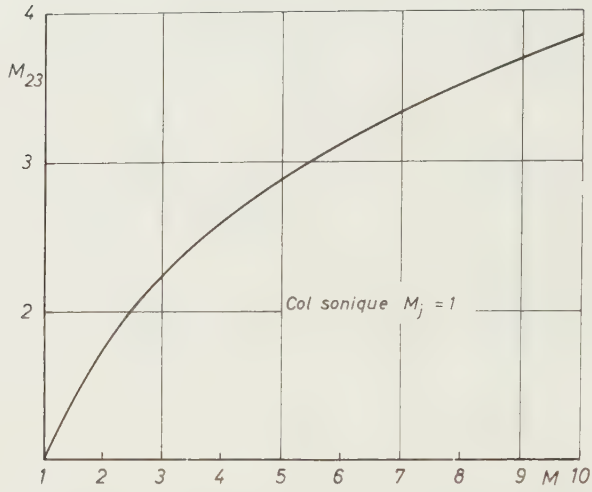


Fig. 41. — Variation du nombre de Mach M_{23} d'un écoulement sonique.

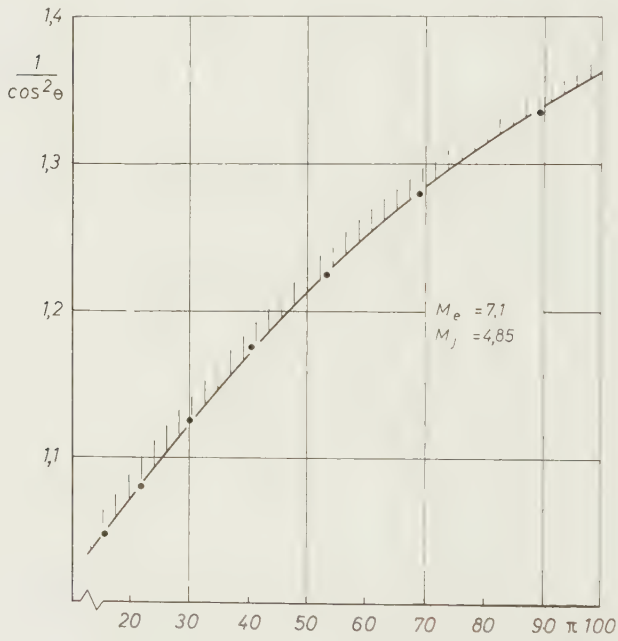


Fig. 42. — Variation de la fonction

$\frac{1}{\cos^2 \theta}$ pour $M_j = 4.85$ et $\theta_n = 10^\circ$.

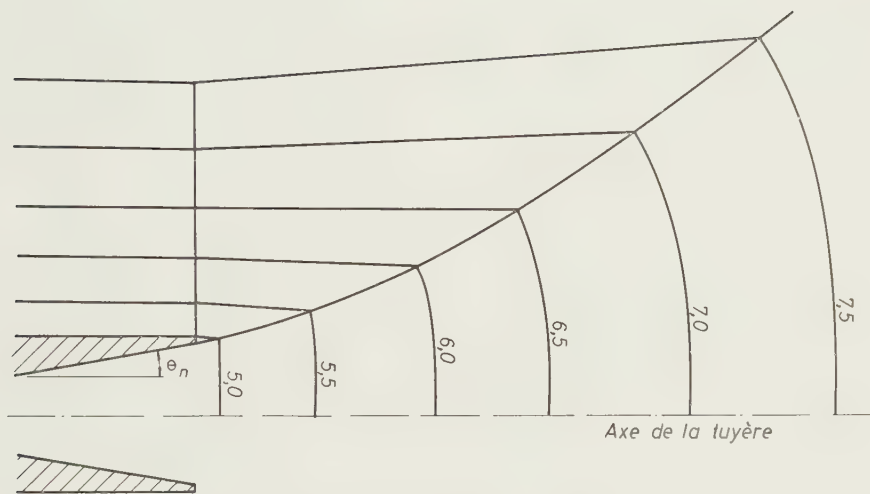


Fig. 43. — Schéma de l'écoulement
 $M_e = 7,1$, $M_j = 4,85$, $2\theta_n = 20^\circ$.

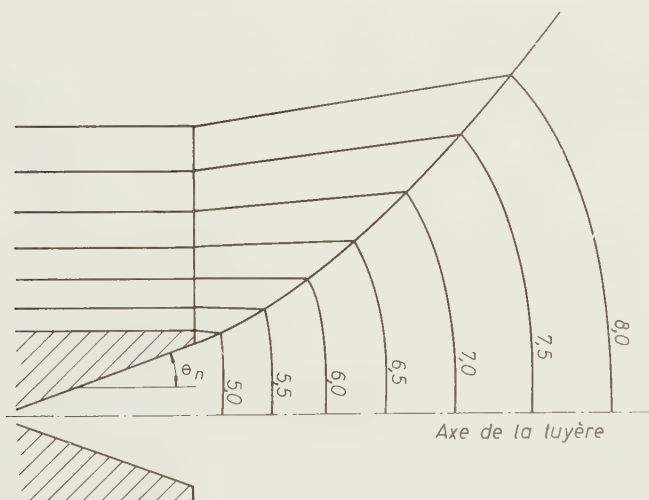


Fig. 44. — Schéma de l'écoulement
 $M_e = 7,1$, $M_j = 4,85$, $2\theta_n = 40^\circ$.

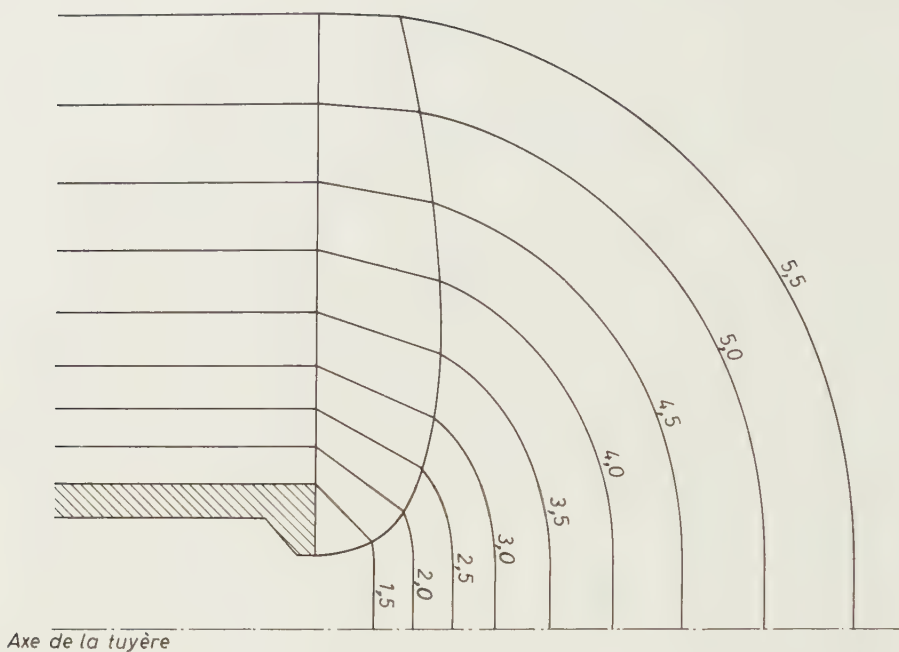


Fig. 45. — Schéma de l'écoulement sonique $M_j = 1,0$, $M_e = 7,1$, $\cos^2 \theta = 1$.

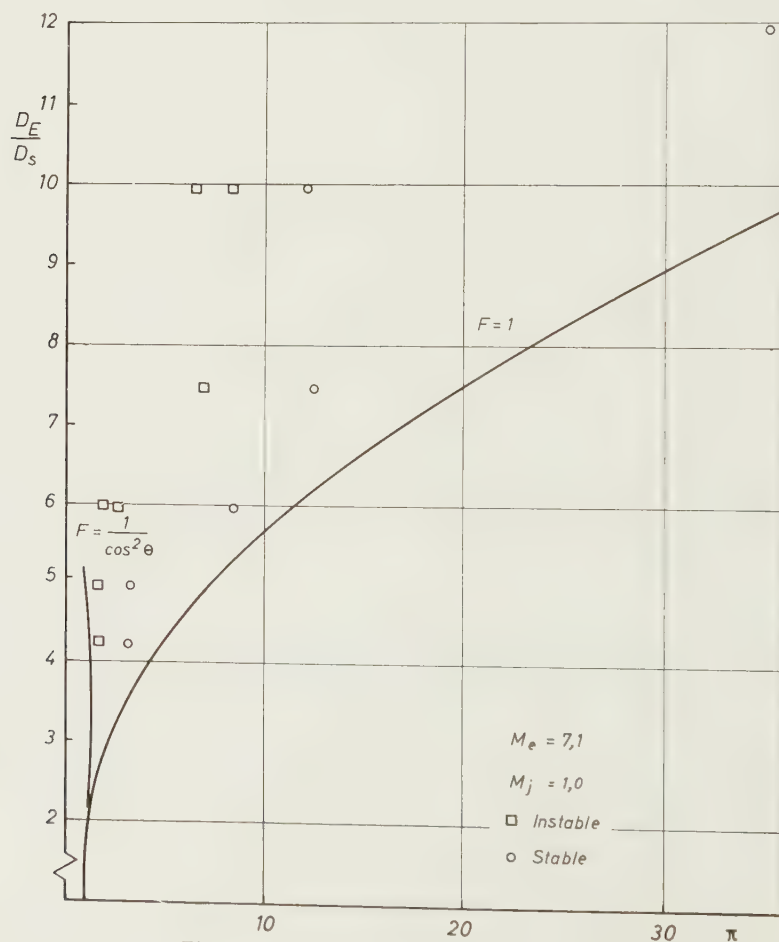


Fig. 46. — Stabilité de l'écoulement sonique.

La variation de la fonction $F = \frac{1}{\cos^2 \theta}$, pour $M_j = 4,85$, $M_e = 7,1$, $\theta_n = 10^\circ$ est donnée, à titre d'exemple, sur la *figure 42*.

Une représentation de l'écoulement, pour $M_j = 4,85$, est donnée sur la *figure 43*, pour un angle d'ouverture de $2\theta_n = 20^\circ$ et, sur la *figure 44*, pour un angle $2\theta_n = 40^\circ$.

La *figure 45* donne un écoulement de *tuyère sonique* ($M_j = 1$) avec l'hypothèse que $p_{et2} = p_{et1}$. La stabilité pour $M_j = 1$ est donnée dans la *figure 46*, pour $F = \frac{1}{\cos^2 \theta}$ et $F = 1$.

Du fait que $\theta = \nu_M$, la valeur de la fonction $F = \frac{1}{\cos^2 \theta}$ croît très rapidement. La valeur de $\frac{p_{jts}}{p_{j00}}$ qui se déduit de $\frac{p_{j12}}{p_{j00}}$ par une multiplication avec la fonction F , passe par un minimum, et tend vers l'infini lorsque $M \rightarrow 6,78$ ($\pi_{\max} = 1,28$). Avec cette hypothèse ($p_{et2} = p_{et1} \cos^2 \theta$), presque tout écoulement sera possible.

Avec la seconde hypothèse, $p_{et2} = p_{et1}$, on obtient, à partir de $\pi = 2$, une courbe de stabilité très différente, comme on peut le constater sur la *figure 46*. Pratiquement, l'écoulement de source dans le jet, pris comme modèle, cesse d'exister pour $M_M > 6,78$, car, pour cette valeur de M_M , ν_M ou $\theta = 90^\circ$.

5,3

DISCUSSION ET COMPARAISON AVEC LES EXPÉRIENCES

La *figure 40* montre les résultats théoriques obtenus avec le modèle décrit précédemment. Elle donne, pour une valeur déterminée du nombre de Mach de la tuyère, le diamètre extérieur minimal qu'il faut avoir pour que l'écoulement soit stationnaire. Si, pour un nombre de Mach donné, le diamètre extérieur est plus grand, ou si, pour un diamètre donné, le nombre de Mach devient plus petit, on obtient un écoulement instable. Tout écoulement est donc stable à condition que les valeurs de π et de $\frac{D_E}{D_s}$ se situent *au-dessous* de la courbe du nombre de Mach M_j correspondant.

Les courbes ont la même allure que la fonction $\frac{2x}{D_s} = f(\pi)$. Pour chaque nombre de Mach M_j , l'origine est naturellement donnée par la valeur de π_0 pour laquelle l'onde de choc se place juste à la sortie de la tuyère ($p_{et2} = p_{jts}$). Dès que M_j augmente, la pente des courbes $\frac{D_E}{D_s} = f(\pi)$ diminue, d'autant plus vite que π est plus grand. Étant donné que la fonction F ne varie pas énormément pour les nombres de Mach M_M croissants, on observe seulement un faible écart entre les courbes $\frac{D_E}{D_s} = f(\pi)$ pour $F = \frac{1}{\cos^2 \theta}$ et pour $F = 1$.

La *figure 47* montre les points expérimentaux obtenus pour les nombres de Mach $M_j = 4,0$, $4,85$ et $5,3$.

Pour $M_j = 4,0$, on obtient un très bon accord avec la théorie. Au fur et à mesure que M_j augmente, on observe un écart d'autant plus grand que M_j est lui-même plus grand. On remarque toutefois que l'allure de la courbe expérimentale est semblable à celle de la courbe théorique. Les *figures 48* et *49* montrent quelques exemples d'un écoulement réalisé en vue de l'étude de la stabilité dans le cas de $M_j = 4$ et $M_j = 5,3$.

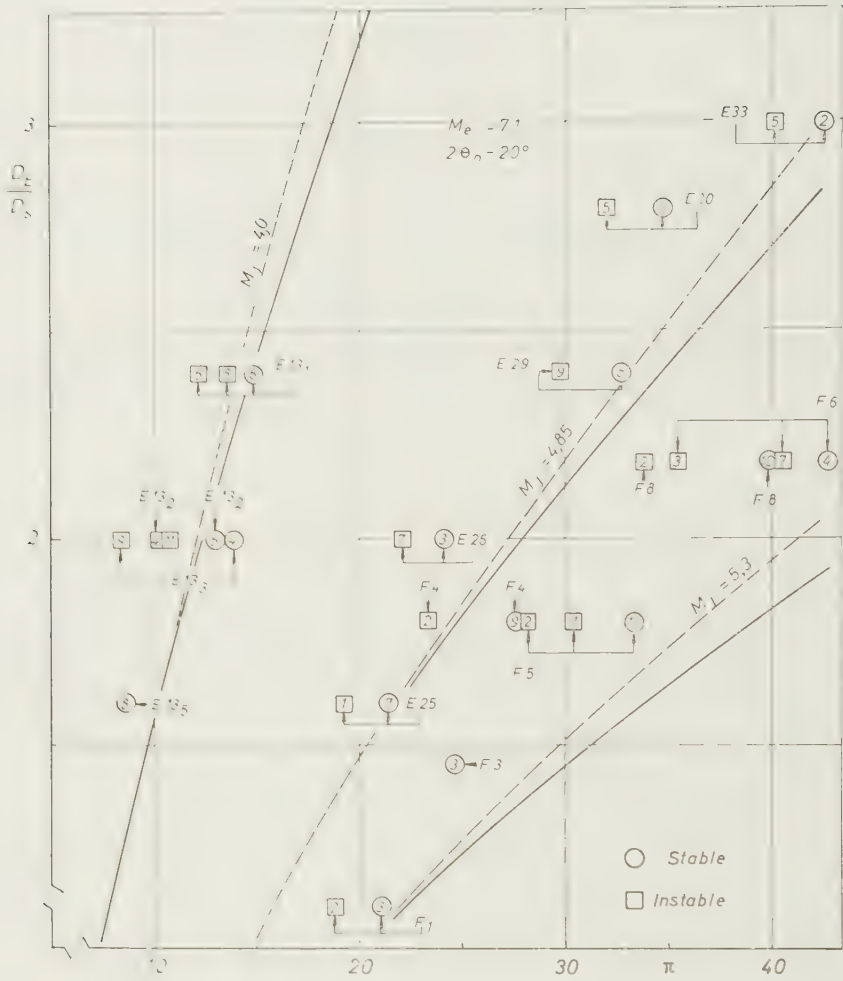


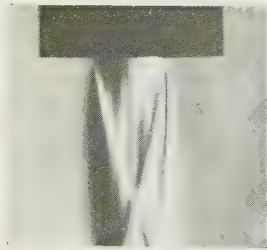
Fig. 47. — Résultats du calcul de la stabilité comparés avec les expériences



$\pi = 37.30$
 $\frac{2\Delta}{D_s}$



58,40
 sans soufflerie



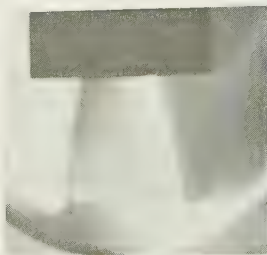
90,00



5,40



14,32
 2,76



16,90
 3,24



13,45
 2,40



13,38
 2,16

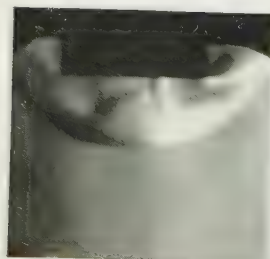


15,75
 2,88

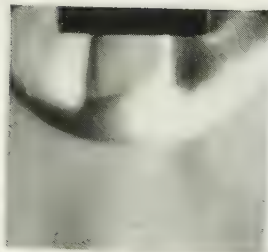


12,05
 2,04

Fig. 48. — $M_j = 4,0$, (E 13₁),
 $\frac{D_{10}}{D_s} = 2,4$.



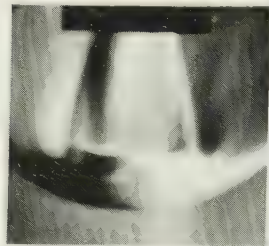
32,30
1,62
D₁



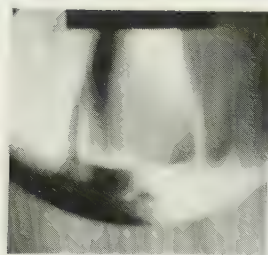
27,50
1,36
D₁



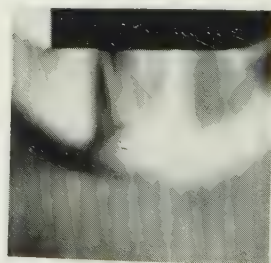
32,50
1,20
M = 5,3
F 5,
D₁ 1,2
D₂



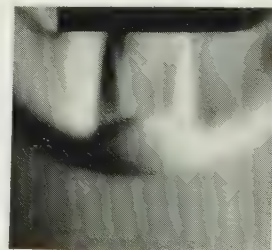
34,00
2,51



32,50
2,2



32,80
1,62



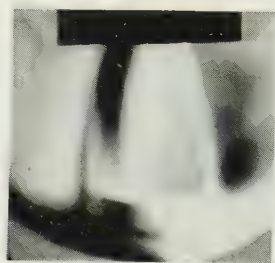
35,30
1,95



40,60
2,20
M_j = 5,3, (F 6),
D₁ 2,18,
D₂



48,60
3,13

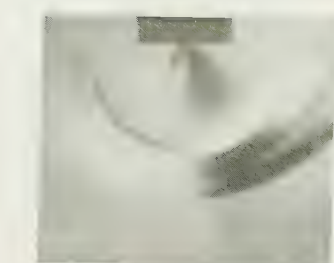


52,90
3,63

Fig. 49.



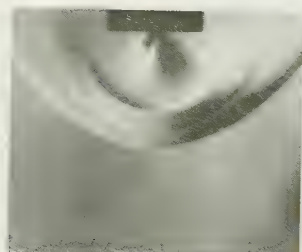
Fig. 50. — $M_j = 1$, $M = 7.1$, $\frac{D_1}{D_2} = 1.2$,
 $\pi = 40.80$, $\frac{2\Delta_1}{D_2} = 10/4$, $\frac{2\Delta_2}{D_2} = 15/5$.



$6, 06$
 $1, 4, 6$

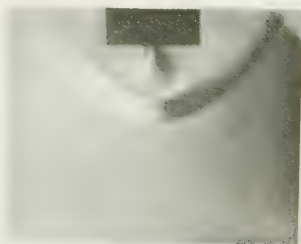


$4, 2, 30$
 $10, 30$



$34, 40$
 $9, 90$

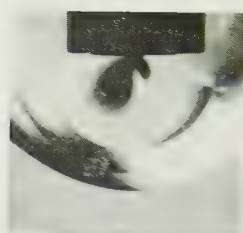
$M_f = 1, \quad \alpha C, 5, \quad \frac{D_1}{D_2} = 6$



$15, 00$
 $6, 60$



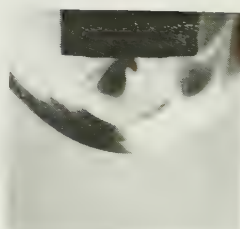
$\frac{2\Delta}{1} = 1, 1$



$63, 50$
 $13, 80$

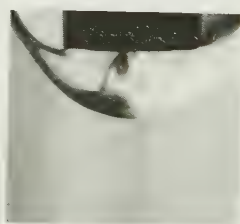


$42, 20$
 $11, 00$



$32, 40$
 $10, 00$

$M_f = 1, \quad \alpha C, 11, \quad \frac{D_1}{D_2} = 10$



$13, 05$
 $6, 00$



$\pi = 6, 83$
 $\frac{2\Delta_f}{D_2} = 4, 00$

Fig. 51.

Dans le cas d'une tuyère sonique (fig. 50 et 51), la courbe expérimentale obtenue se situe nettement entre $F = 1$ et $F = \frac{1}{\cos^2 \theta}$. Il semble en effet que l'on ait une courbe avec un point d'inflexion qui, pour $\frac{D_E}{D_s} > 10$, tend vers une valeur constante de π . Cette allure de la fonction $\frac{D_E}{D_s} = f(\pi)$ « expérimentale » montre donc qu'il faut une valeur de F comprise entre 1 et $\frac{1}{\cos^2 \theta}$.

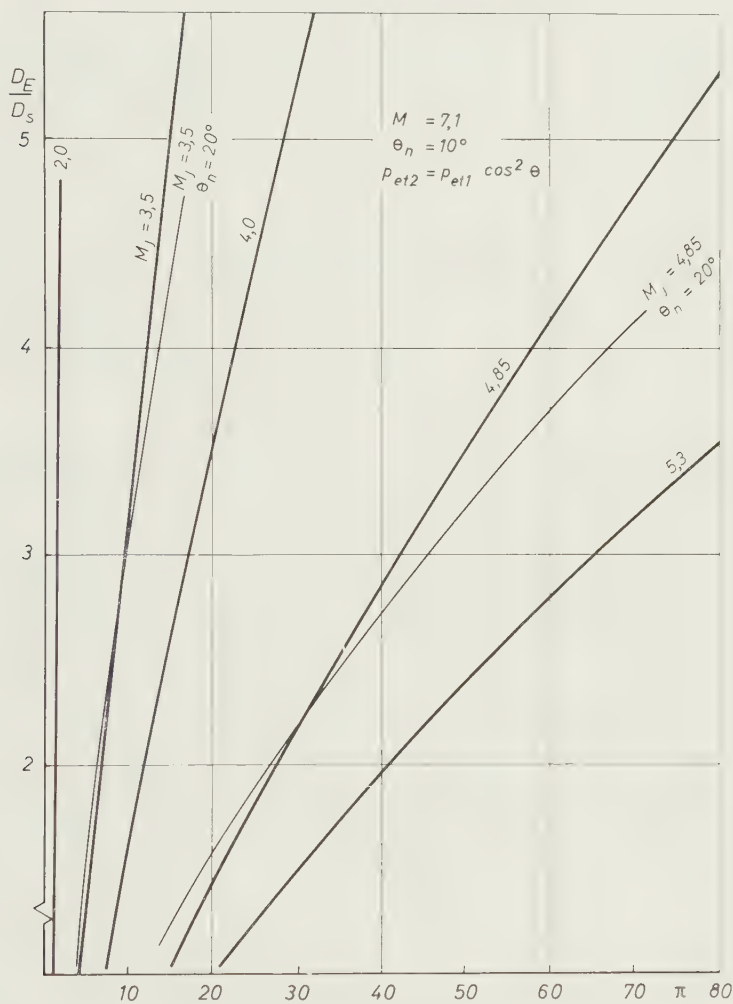


Fig. 52. — Stabilité pour différentes valeurs de θ_n .

En vue de voir l'influence de l'angle d'ouverture de la tuyère θ_n sur la courbe de stabilité, on a calculé, pour $2\theta_n = 40^\circ$, $M_j = 3,0$ et $M_j = 4,85$, les valeurs correspondantes de $\frac{D_E}{D_s}$. Les courbes sont données dans la figure 52. On constate que, pour les mêmes nombres de Mach, les nouvelles courbes se placent au-dessous de celles correspondant à $2\theta_n = 20^\circ$. Il y a donc augmentation de l'instabilité quand l'angle d'ouverture de la tuyère croît.

Une représentation approximative de l'instabilité est possible, en remplaçant les courbes de la *figure 40* par des droites de pente α , partant tangentiellement des courbes $\frac{D_E}{D_s} = f(\pi)$ pour $\frac{D_E}{D_s} = 1$.

On peut les écrire sous la forme :

$$\frac{D_E}{D_s} - 1 = \alpha(\pi - \pi_0) \quad \text{où} \quad \alpha = e(-1,318 M_j + 3,673);$$

$$1 < \frac{D_E}{D_s} < 6, \quad \pi_0 < \pi < 100.$$

π_0 est le rapport des pressions totales pour M_j à la sortie de la tuyère.

5,4

CONCLUSION

Le modèle analytique étudié ici ne remplace pas une solution théorique de l'écoulement, mais peut servir de base à un développement semi-empirique du problème.

En effet, les résultats suggèrent que cette interaction très complexe peut être mise en équation, à l'aide d'une seule relation empirique qui peut s'écrire :

$$F = F(\theta) \quad \text{où} \quad 1 < F < \frac{1}{\cos^2 \theta}.$$

La forme de cette relation fonctionnelle doit être déduite de courbes expérimentales ou d'une analyse de l'écoulement transsonique entre les deux chocs.

Le domaine des mesures effectuées ici n'est pas suffisamment étendu pour développer avec certitude une telle relation, puisque seuls les essais à $M_j = 1$ se trouvent dans un régime d'écoulement où les résultats sont assez influencés par l'hypothèse de la variation de F .

En outre, on constate que le comportement général du modèle analytique (en fonction de $\pi, \frac{D_E}{D_s}, M_j, \theta_n$) est compatible avec les observations.

Après avoir étudié le phénomène de l'interaction du jet soit au point de vue structure, soit au point de vue stabilité, il était indispensable d'étendre cette étude et de montrer l'influence que peut avoir un jet sur le coefficient de traînée d'un corps se déplaçant à une très grande vitesse. A titre d'exemple, on traitera le cas d'une tuyère sonique et le cas d'une tuyère à nombre de Mach $M_{js} = 5,3$.

6,1

RAPPEL DES DÉFINITIONS

Si on considère une tuyère supersonique ou une fusée, la poussée s'obtient en écrivant l'équation de la quantité de mouvement :

$$(6.1.1) \quad P = m_{js} V_{js} + (p_{js} - p_a) S_{js},$$

où S_{js} est la section, p_{js} la pression statique et V_{js} la vitesse à la sortie de la tuyère. p_a est la pression ambiante. La masse d'air à la sortie de la tuyère est :

$$m_{js} = \rho_{js} V_{js} S_{js}.$$

En tenant compte des relations de l'écoulement supersonique, on trouve finalement l'équation du *coefficient de poussée* (nette), valable seulement pour des mesures statiques :

$$(6.1.2) \quad C_{pn} = \frac{P}{S_{js} p_{j00}} = (1 + \gamma M_j^2) \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_j^2 \right)^{-\frac{\gamma}{\gamma - 1}} - \frac{p_a}{p_{j00}}.$$

On remarque que les mesures statiques de poussée d'une tuyère donnent une force nette de poussée, égale à la force brute diminuée d'un terme $p_a S_{js}$ (p_a pression ambiante) qui représente la pression sur la surface de sortie. On définit donc :

$$(6.1.3) \quad C_{pn} = C_{pb} - \frac{p_a}{p_{j00}}.$$

Toutefois, dans le problème étudié ici, p_a n'est pas nettement défini et C_{pn} n'a pas de signification physique. On utilise dans l'analyse le coefficient brut C_{pb} . On ne tient compte de C_{pn} que dans les étalonnages statiques.

C_{pb} est une simple fonction du nombre de Mach M_j de la tuyère. Sa valeur est donnée dans la *figure 53* pour $3,5 < M_j < 5,0$. C_{pb} diminue très rapidement si M_j augmente; la valeur limite de C_{pb} pour $M_j = 0$ est égale à 1.

Par définition, le *facteur de poussée* a la forme :

$$(6.1.4) \quad C'_p = \frac{P}{S_{j*} p_{j00}},$$

où S_{j*} est la section du jet au col. Entre ces deux coefficients existe donc la relation :

$$(6.1.5) \quad C_{pn} = C_p' \left(\frac{S_{j*}}{S_{js}} \right).$$

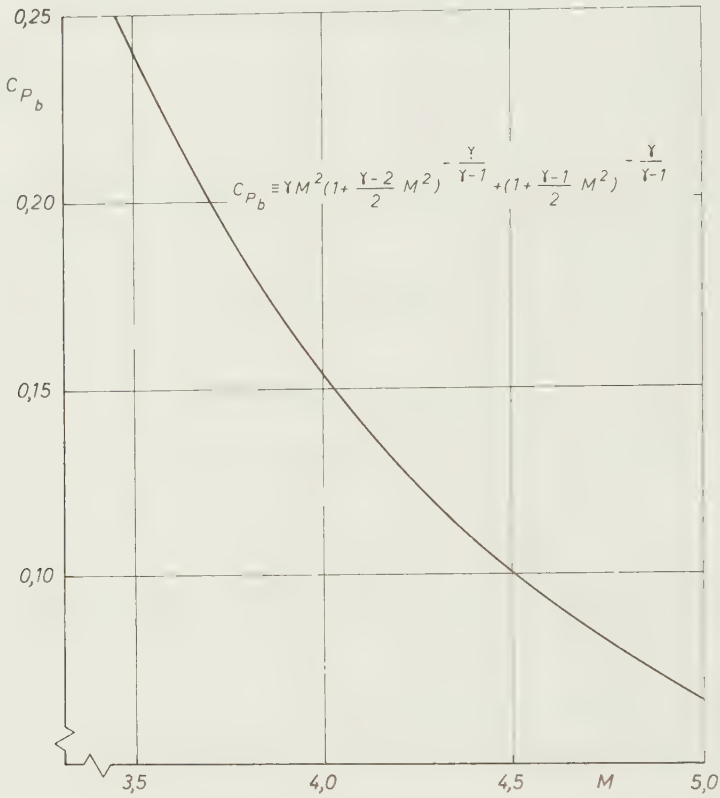


Fig. 53. — Variation de C_{pb} en fonction du nombre de Mach.

Le coefficient de traînée défini en aérodynamique a la forme :

$$(6.1.6) \quad C_x = \frac{T}{q_{e\infty} S_E},$$

où S_E est le maître-couple, et $q_{e\infty}$ est la pression dynamique de l'écoulement extérieur :

$$q_{e\infty} = \frac{1}{2} \gamma p_{e\infty} M_e^2.$$

Dans nos expériences, $q_{e\infty}$ est calculé pour une pression génératrice de 100 bars. Pour la soufflerie hypersonique de $M_e = 7,1$, on trouve donc, pour les différents diamètres, les valeurs suivantes :

D_E (mm)	6	8	10	12
$q_{e\infty} S_E$ (N)	2,235	3,945	6,125	8,880

Comme on peut le constater sur les différentes figures, dans le cas d'un écoulement hypersonique, le coefficient C_{x_e} est voisin de 2. Ceci confirme donc l'hypothèse newtonienne modifiée qui donne, pour un cylindre plat, à $M = 7,1$, la valeur de $C_{x_e} = 1,82$.

Pour obtenir une comparaison directe du coefficient de traînée avec les caractéristiques d'une fusée ou d'une tuyère, on définit un *coefficient d'impulsion* de la forme :

$$(6.1.7) \quad C_g = \frac{P_p}{q_e S_E} = \frac{S_{js} P_{j00} C_{pb}}{S_E q_e},$$

où P_p est la poussée propre de la fusée, qui est calculée à l'aide de la valeur de C_{pb} , fonction du nombre de Mach de la tuyère.

La formule du coefficient d'impulsion peut s'écrire, en tenant compte du rapport des diamètres, du rapport π et du nombre de Mach de l'écoulement extérieur (dans notre cas, $M_e = 7,1$), sous la forme :

$$(6.1.8) \quad C_g = 1,838 \left(\frac{D_s}{D_E} \right)^2 \pi C_{pb}.$$

6,2

TECHNIQUE DE MESURE ET ÉTALONNAGE

Les forces qui s'exercent sur la tuyère ont été mesurées par un système de jauges extensométriques placé sur le support de l'ensemble (voir *fig. 3*). Les forces parasites suivantes sont immédiatement mises en évidence :

- a) traînée de la partie exposée du support. Le support est en partie protégé de l'écoulement de la soufflerie par un dièdre; cependant, une certaine longueur de la partie supérieure, qui varie avec le diamètre D_E de la tuyère, est directement exposée à l'écoulement (composante A) (*fig. 54*);

- b) contribution du couple dû aux forces perpendiculaires à l'écoulement qui agissent sur la tuyère. Elles sont engendrées par le choc tri-dimensionnel qui se produit à l'amont du protège-support (composante B);

- c) forces de « culot » de l'ensemble de la tuyère, qui sont liées à la géométrie particulière du modèle et ne devraient pas intervenir dans les résultats finaux de cette étude (composante C).

La complexité de la structure de cet écoulement ne permet pas d'effectuer le calcul de ces forces parasites. De plus, les interactions des chocs avec la couche limite de la soufflerie compliquent encore le problème. Des expériences ont montré que les forces parasites étaient très sensibles à la géométrie du protège-support ainsi qu'à la manière dont la soufflerie s'amorçait.

Le dépouillement des mesures de forces et l'étalonnage ont été effectués de la manière suivante.

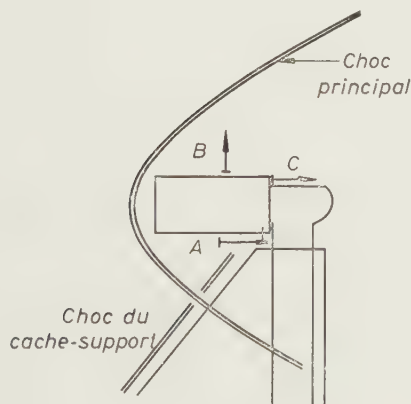


Fig. 54.

6.2.1 Étalonnage statique.

La première chose à faire est d'effectuer l'étalonnage dynamique de la balance et de l'ensemble dans un cas bien déterminé pour lequel la vérification par le calcul est possible.

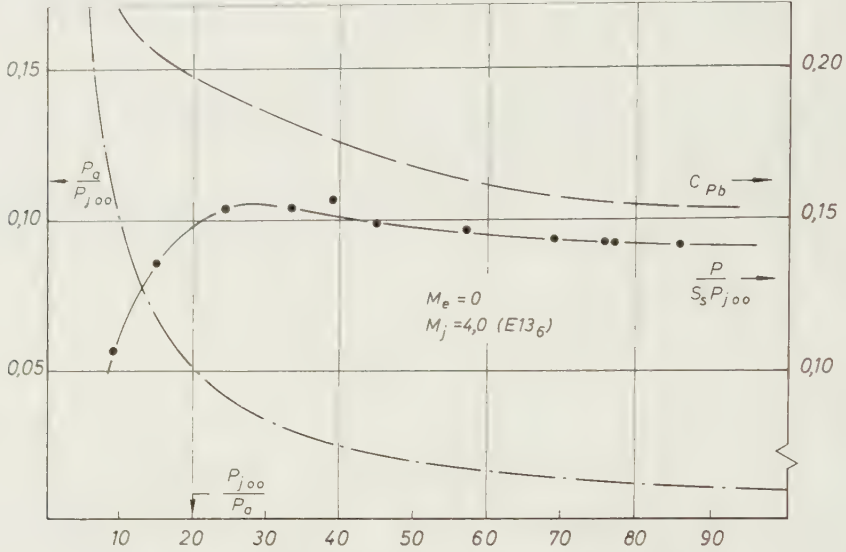


Fig. 55. — Étalonnage d'une tuyère de $M_j = 4,90$.

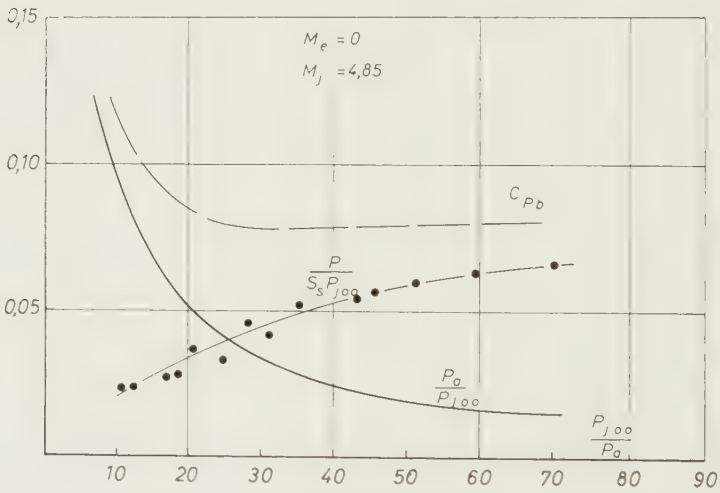


Fig. 56. — Étalonnage d'une tuyère de $M_j = 4,85$.

Pour ce faire, on a mesuré la poussée de plusieurs tuyères à la pression ambiante ($M_e = 0$). L'équation (6.1.3), applicable dans ce cas, permet d'évaluer la concordance entre le coefficient de poussée mesuré et celui que l'on obtient à partir des mesures géométriques des dimensions de la tuyère (dont on déduit le nombre de Mach). Les figures 55 et 56 donnent les éléments de ce calcul; les résultats ont été portés dans le tableau ci-après :

MESURE GÉOMÉTRIQUE DE LA TUYÈRE M_j	C_{pb} THÉORIQUE	C_{pb} EXPÉRIMENTAL	MACH RÉEL M_j
4,0	0,160	0,155	3,95
4,85	0,078	0,076	4,83
5,3	0,055	0,065	5,05

On voit que les résultats sont en assez bon accord. On note que, dans tous les cas, le nombre de Mach M_j réel est plus petit que le nombre de Mach théorique; c'est un résultat attendu car le diamètre « nominal » du col (diamètre du foret utilisé) ne peut être que plus petit que le col « réel ».

6,2,2 Force parasite en fonction du débit de soufflage.

Pour mesurer la force « parasite » sur le support on a réalisé un montage particulier (fig. 57).

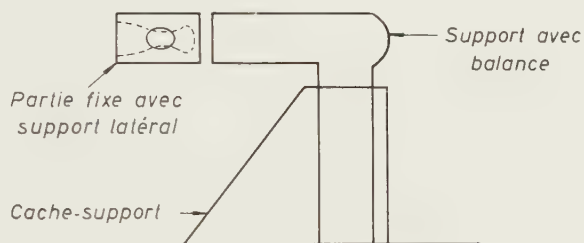


Fig. 57.

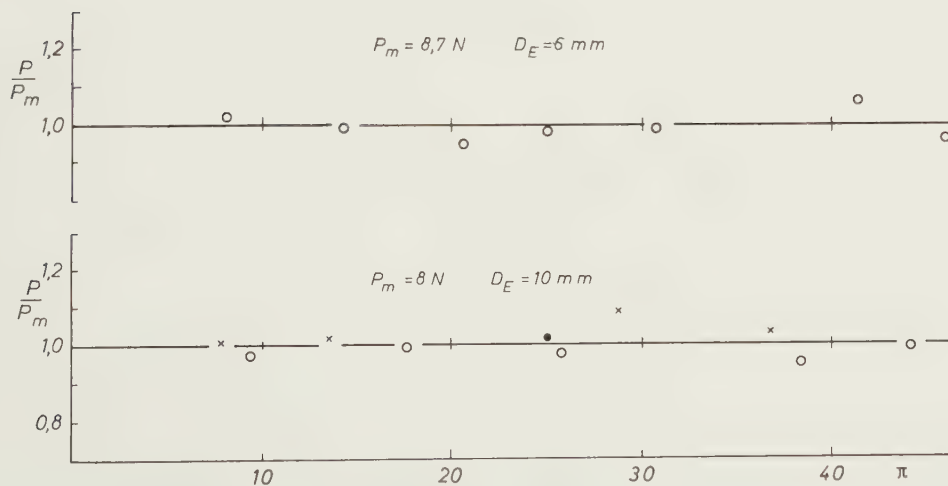


Fig. 58. — Variation de la « force parasite » en fonction de π .

Dans ce montage le jet était injecté dans un « nez » non solidaire de l'ensemble du support (la distance totale du support à la sortie du jet restant inchangée). On a mesuré la force « parasite » sur le support en faisant varier le débit de soufflage (donc en fonction de la distance Δ_j de détachement du choc principal). Les résultats sont présentés sous forme non dimensionnelle sur la figure 58.

Ces expériences montrent que *la force parasite n'est pas*, à la précision des mesures près, *fonction du débit de soufflage*. En ce qui concerne les valeurs absolues de la force parasite (ou des coefficients sans dimensions équivalents), on n'a pas pu utiliser directement cet étalonnage pour corriger les essais d'interaction des jets, et cela pour deux raisons :

a) il était nécessaire, pour réaliser l'installation, de modifier légèrement le protège-support (un essai préalable a montré que ceci changeait fortement la correction, à cause probablement du changement du point d'application de la force B, *fig. 54*);

b) le support assymétrique supplémentaire pour le « nez » introduisait des différences appréciables dans les modèles.

6,2,3 Trainée d'un cylindre.

On a monté sur le même support une maquette cylindrique (sans tuyère secondaire) dont la surface frontale se trouvait dans le plan $x = 0$ (plan de la sortie du jet).

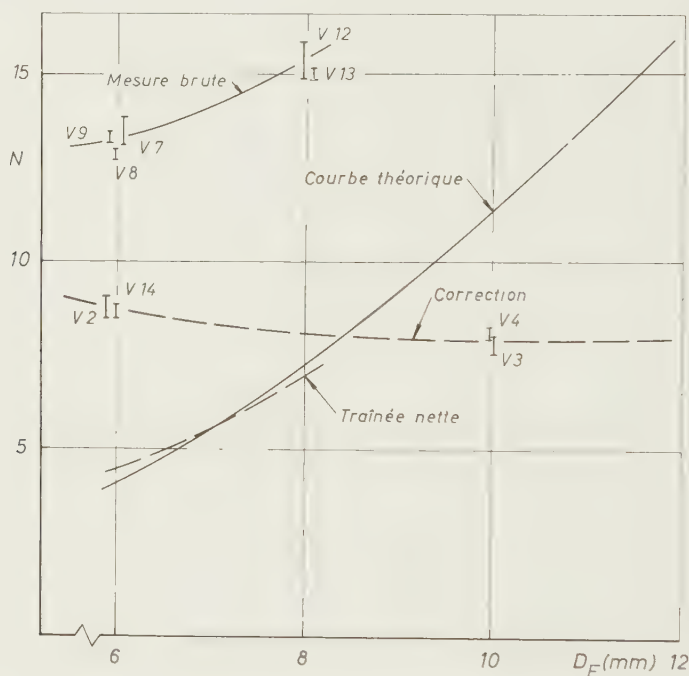


Fig. 59. — Mesure des forces en fonction du diamètre D_E .

Pour ces essais, la géométrie du protège-support était identique à celle utilisée dans les essais décrits précédemment (§ 6,2,2), donc un peu différente de celle des résultats principaux.

On a effectué deux mesures de trainée du cylindre ($D_E = 6$ et $D_E = 8$). En retranchant la force parasite mesurée séparément (§ 6,2,2), on retrouve bien la valeur des forces nettes qui correspond à celle que l'on obtiendrait en partant de la valeur théorique du coefficient $C_x = 1,82$ (*fig. 59*).

6,2,4 Conclusion des essais d'étalonnage.

Corrections des résultats d'interaction de jets.

Les étalonnages ont démontré :

- a) qu'il existe une force parasite due au support dont l'ordre de grandeur est la moitié de la force du jet dans le domaine des expériences;
- b) que les résultats sont compatibles et vérifient les prévisions théoriques;
- c) que la force parasite n'est pas fonction du débit de soufflage;
- d) que la force parasite dépend assez peu du diamètre D_E du manchon utilisé (fig. 59);
- e) que le coefficient de traînée d'un cylindre ($\pi = 0$) est, à la précision des mesures, égal à 1,82;
- f) que la précision des mesures de force est de $\pm 10 \%$.

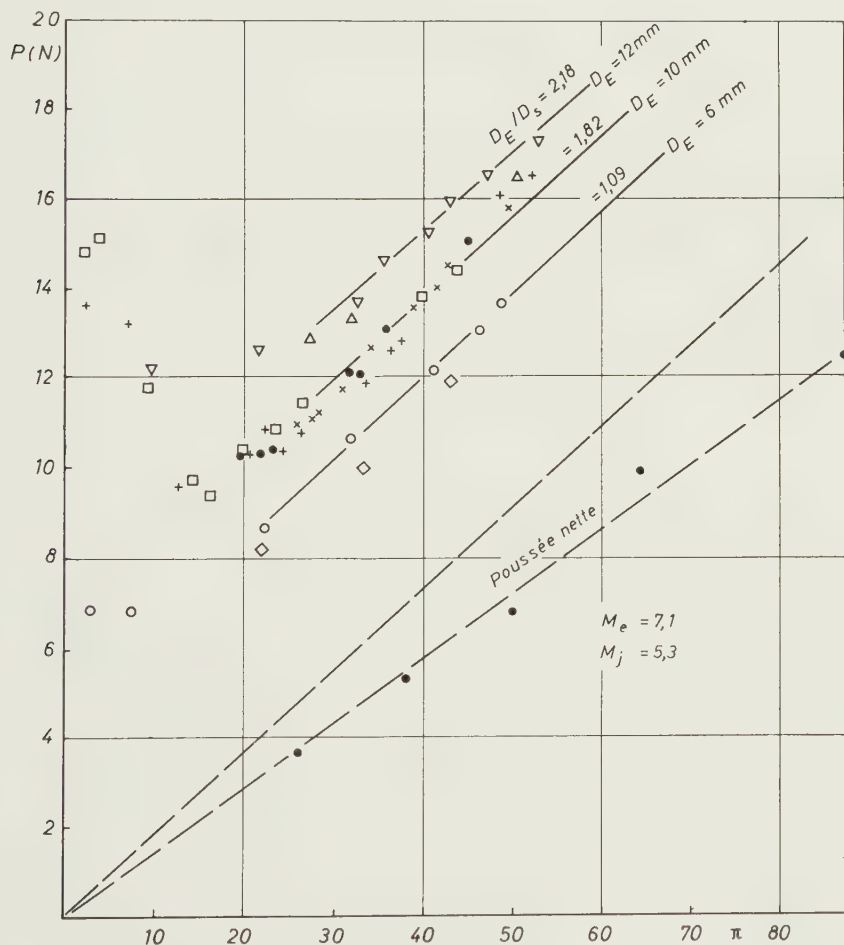


Fig. 60. — Poussée de la tuyère $M_j = 5,3$ en fonction de π

Les étalonnages n'ont pas pu donner directement la courbe de correction pour les mesures avec jet à cause des limitations d'équipement.

L'explication suivante, tout en ne remplaçant pas un étalonnage, paraît suffisamment valable :

— pour π suffisamment grand ($\pi > 20$), la force totale qui agit sur la tuyère secondaire placée dans la soufflerie est uniquement due à la force brute du jet secondaire.

La *figure 60* présente les résultats des mesures directement en fonction de π . Elle montre aussi la poussée brute du jet calculée pour la tuyère (qui a été vérifiée par les étalonnages séparés, voir § 6,2,2). On voit que pour $\pi > 20$ les courbes deviennent parallèles.

Le décalage entre ces courbes doit être dû à la force parasite du support. L'ordre de grandeur de cette force est bien le même que celui qui a été mesuré avec un support légèrement différent.

La différence entre la force brute du jet et la force agissant sur la face frontale du cylindre est le produit de la surface $\frac{\pi}{4} (D_E^2 - D_S^2)$ par la pression agissant sur cette surface. Les mesures de l'angle de détente θ_j à la sortie de la tuyère (voir paragraphes précédents) vérifient bien que cette pression est tout à fait négligeable pour les grandes valeurs de π .

On propose donc de déterminer indirectement la correction pour les essais d'interaction, en l'identifiant au décalage des mesures avec la valeur du C_p calculé pour la tuyère dans le domaine des valeurs de π où les deux courbes deviennent parallèles. Puisque, d'après les résultats expérimentaux, cette correction ne varie pas avec π , on la retranche dans tout le domaine des expériences.

Les résultats qui suivent ont été corrigés de cette manière.

6,3

INTERPRÉTATION DES RÉSULTATS

Les mesures de traînée ont été réalisées pour un col sonique et une tuyère de nombre de Mach $M_j = 5,3$.

Comme on a pu le voir sur la *figure 60*, les courbes de la poussée P , pour les différents diamètres, deviennent parallèles à la force de poussée brute dès que π est supérieur à π_0 ($\pi_0 = 20,4$). La différence entre les courbes de la force totale et la poussée brute est la correction ΔP qu'il faut retrancher de la force totale dans le calcul du coefficient de traînée de la tuyère. On obtient approximativement les ΔP suivants :

D_E (mm)	6	8	10	12
P (N)	4,5	5,6	6,7	8,0

Ces valeurs diffèrent légèrement des valeurs trouvées précédemment à cause de la disposition différente du cache-support.

La *figure 61* représente le C_x ainsi calculé pour $M_j = 5,3$. Le rapport $\frac{D_E}{D_S}$ varie de 1,09 à 2,18.

La figure 62 donne quelques résultats obtenus avec la même tuyère ($D_E = 12$), mais des formes de manchons différentes :

- a) cylindre plat;
- b) cylindre arrondi;
- c) cylindre muni d'un tronc de cône (35°).

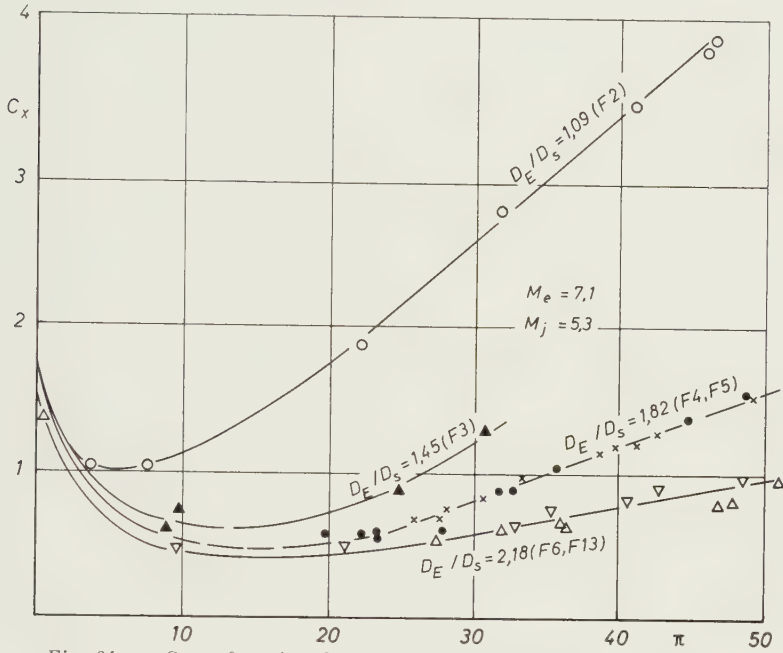


Fig. 61. — C_x en fonction de π pour une tuyère $M_j = 5,3$ ($D_s = C^{te}$).

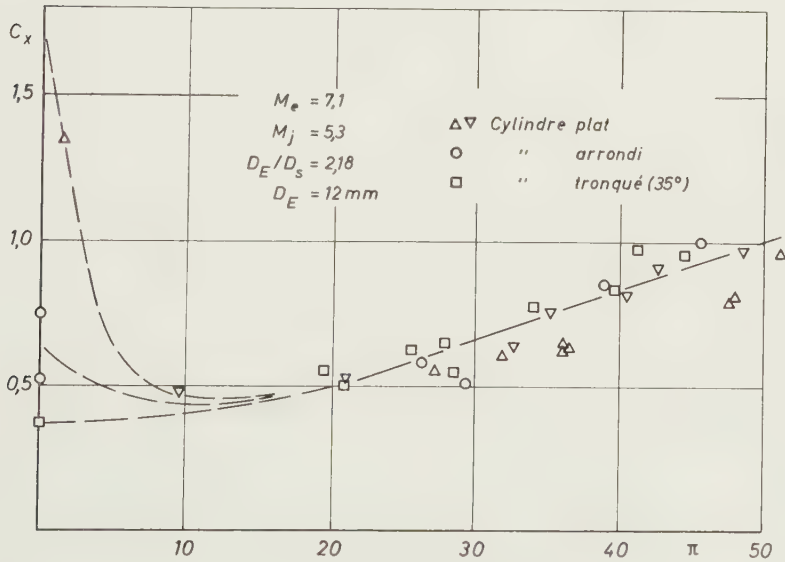


Fig. 62. — Influence de la forme extérieure sur le C_x .

Dans les trois cas, la traînée est rapportée à la même valeur de $q_{e\infty} S_E$. Les courbes montrent qu'on obtient, à partir d'une certaine valeur de π , de l'ordre de π_0 , la même valeur du coefficient de traînée, quelle que soit la forme extérieure. On remarque que la

courbe de C_x , relative au cylindre plat, rejoint, pour les faibles valeurs de π , la courbe de C_x du cylindre arrondi; ces deux courbes se confondent ensuite avec celle du C_{xT} relative au cylindre avec tronc de cône pour une valeur de π voisine de π_0 .

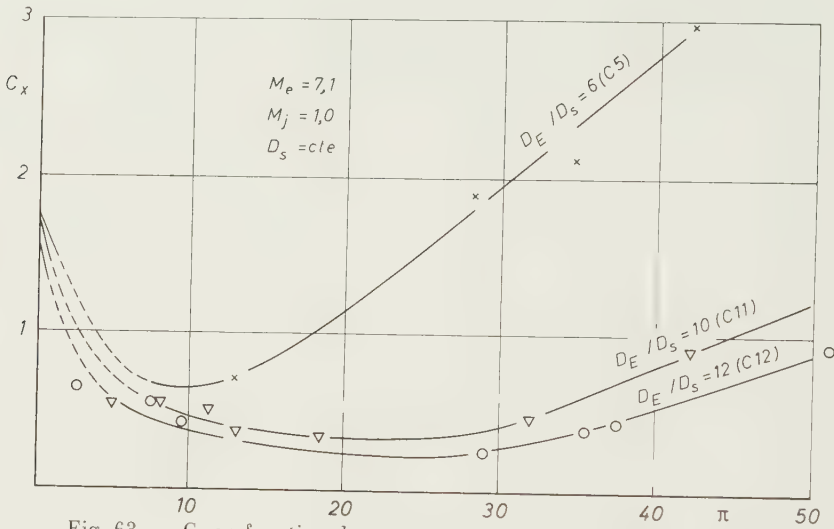


Fig. 63. — C_x en fonction de π pour un écoulement sonique $D_s = \text{Cte}$.

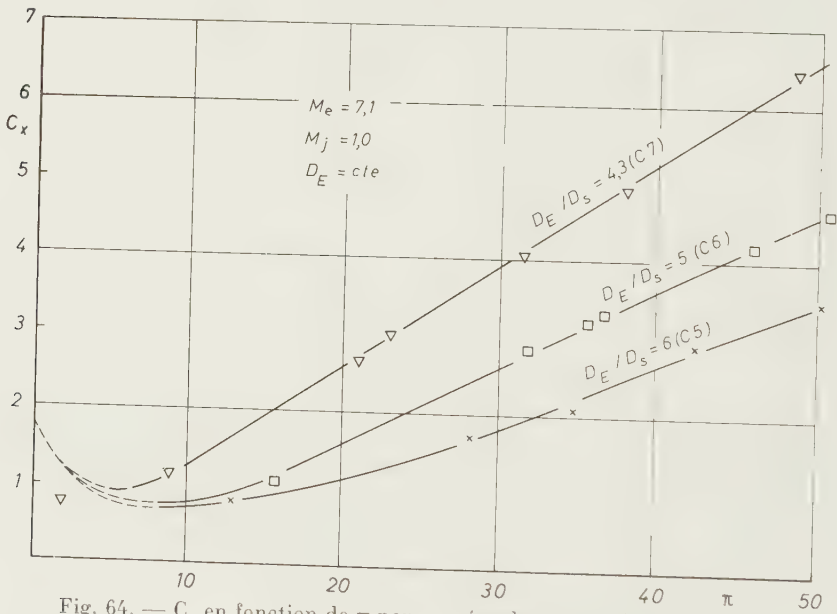


Fig. 64. — C_x en fonction de π pour un écoulement supersonique $D_s = \text{Cte}$.

Si, pour des valeurs de π inférieures à 40, l'écoulement est instable pour le cylindre aplati, il n'en est pas de même pour les deux autres corps qui ont, même pour de faibles valeurs de π , un écoulement supersonique bien établi en avant de la tuyère. On peut donc dire que la stabilité de l'écoulement n'influence pas la variation de la traînée en général.

Les figures 63 et 64 donnent, pour le col sonique, C_x en fonction de π . Dans le premier cas (fig. 63) le diamètre de sortie D_s est maintenu constant, et on a fait varier le diamètre extérieur. Le rapport D_E/D_s varie entre 6 et 12. On observe une diminution

très nette du coefficient de traînée dès que π est supérieur à 10 environ. Le minimum des courbes se déplace pour des valeurs de π croissantes, le rapport $\frac{D_E}{D_s}$ augmentant simultanément. On peut voir que C_x peut atteindre la valeur de 0,2 environ.

La figure 64 donne les résultats pour le col sonique, le diamètre D_E restant constant. Le rapport $\frac{D_E}{D_s}$ varie cette fois de 4,3 à 6. Comme dans l'exemple précédent, C_x varie linéairement en fonction de π , à partir d'une certaine valeur de π d'autant plus grande que $\frac{D_E}{D_s}$ est plus grand.

Pour les valeurs de π inférieures à 6 ou 8 on a tracé les courbes en pointillé, la précision des mesures ne permettant pas d'en faire un tracé exact. Nous nous trouvons ici dans une région instable qui n'a pas été étudiée expérimentalement en détail. Il est tout à fait possible que les courbes se croisent à cet endroit pour remonter ensuite brutalement à la valeur $C_{x0} = 1,82$ environ pour $\pi = 0$.

6,4 DISCUSSION DES RÉSULTATS

Les figures 65 et 66 donnent les coefficients de traînée en fonction du coefficient d'impulsion, qui est directement proportionnel à la poussée propre d'une fusée. Cette

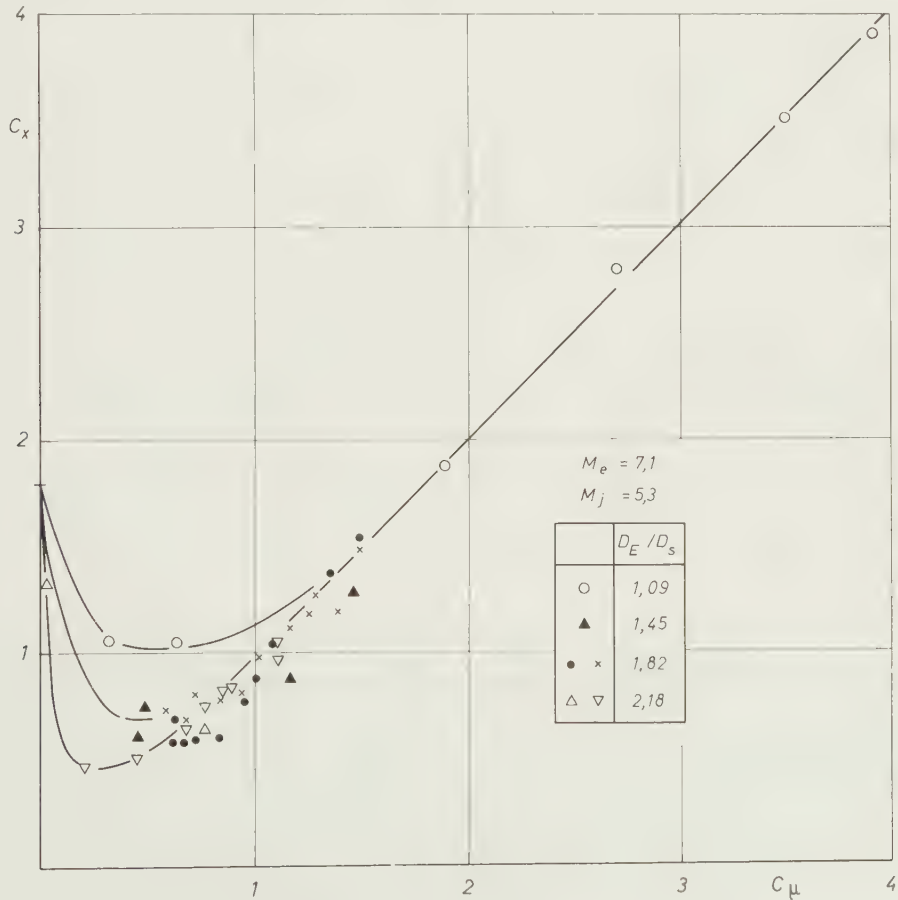


Fig. 65. — C_x en fonction de C_μ pour la tuyère $M_j = 5,3$

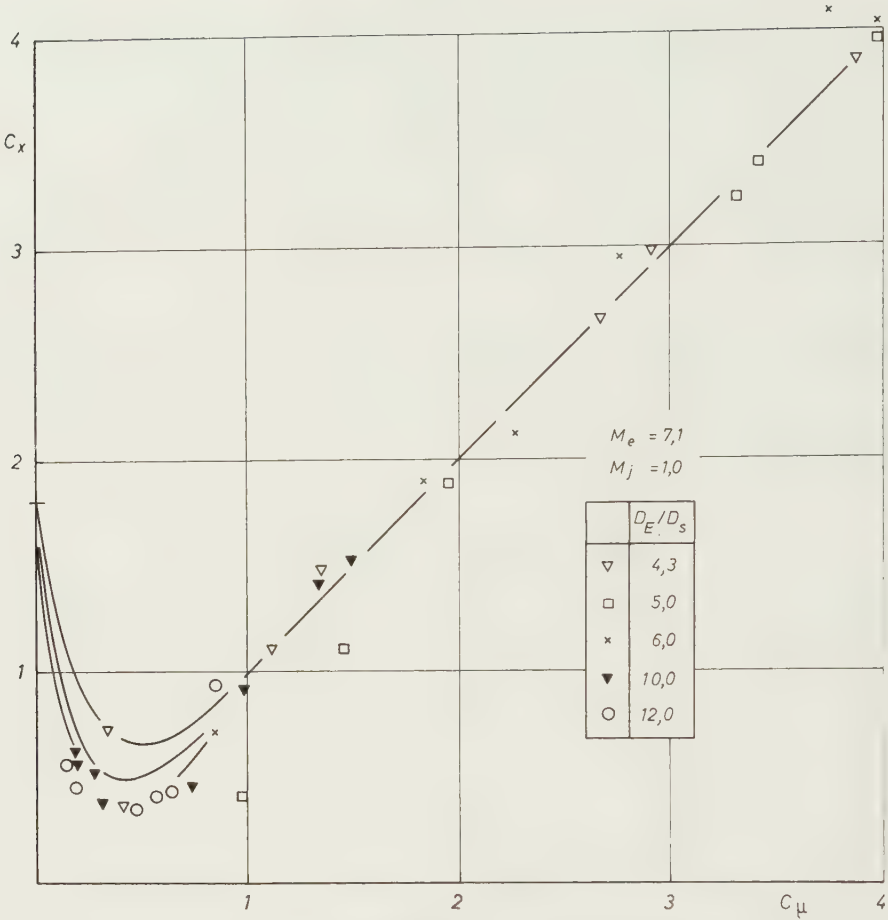


Fig. 66. — C_x en fonction de C_μ pour un col sonique.

représentation permet de tirer les conclusions suivantes :

a) pour des valeurs de C_μ comprise entre 0,8 et 1 la traînée est proportionnelle à la poussée :

$$C_{x,r} = C_\mu \quad (C_\mu > 0,8 - 1);$$

b) l'effet de rétro-fusée est d'autant plus rapide que la traînée initiale C_{x0} est plus petite;

c) le freinage est plus efficace si le nombre de Mach de la tuyère M_j est voisin de 1.

Contrairement à ce qu'on pourrait attendre, à première vue, d'un engin muni d'une « fusée de freinage », on obtient une *diminution* de la traînée dans certaines conditions. Cette constatation est surtout valable dans le cas d'un très grand rapport $\frac{D_E}{D_S}$ et d'un rayon au point d'arrêt relativement grand.

Cette diminution du C_x est surtout due à un changement de la forme du nez qui, pour $\pi = 0$, est identique à un cylindre plat.

Si π est supérieur à 1, le jet se comporte comme un corps fictif plus ou moins arrondi venant modifier la forme du modèle et provoque une diminution de sa traînée.

7 AUTRES INTERPRÉTATIONS DES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

7.1 $\frac{2x}{D_s}$ DANS UN JET SONIQUE S'ÉCOULANT DANS L'AIR LIBRE

x est la distance de détachement du premier disque de Mach, comptée à partir du col sonique. Ces valeurs sont rapportées en fonction de $\frac{P_{j00}}{P_a}$, où p_a est la pression ambiante ($p_a = 1$ bar). Ces deux courbes donnent une courbe unique, si l'on rapporte

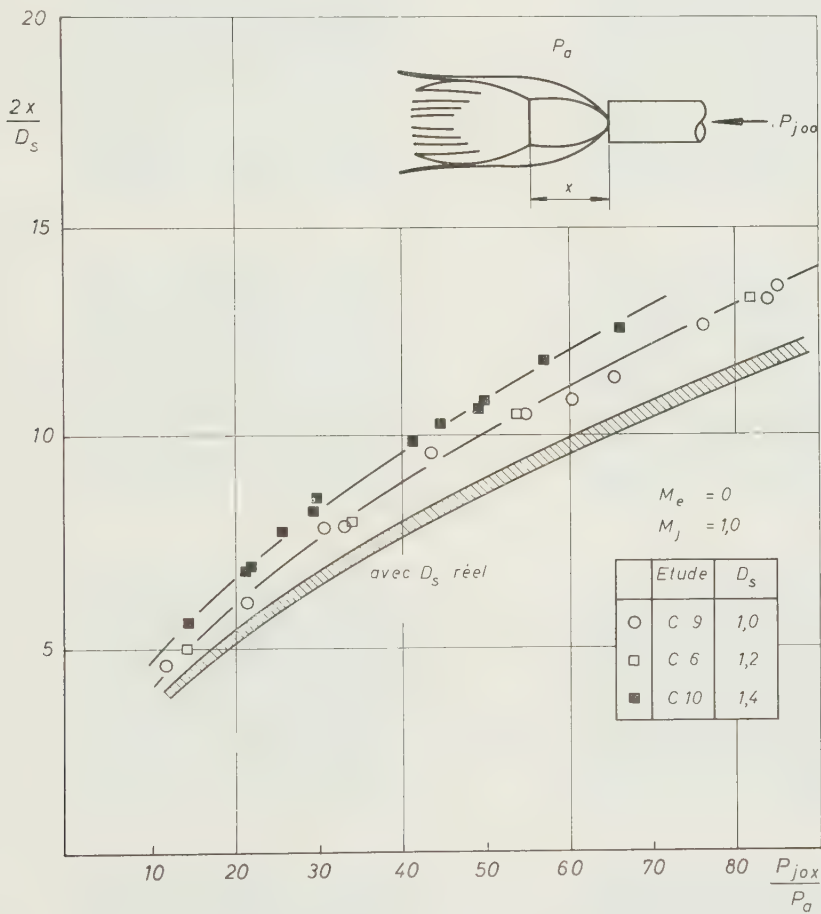
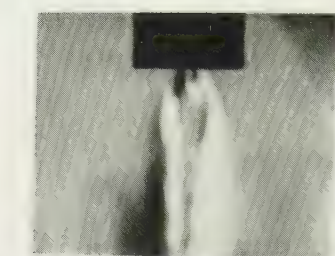
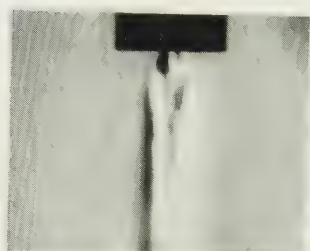


Fig. 67. — Distance de la première onde de choc.

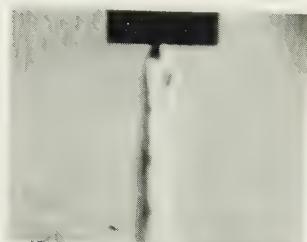
la distance x au diamètre *réel* de chaque tuyère. Le résultat est représenté par une ligne hachurée (fig. 67). La comparaison avec la théorie est donnée dans la figure 29, où l'on a indiqué aussi les valeurs obtenues avec un écoulement extérieur de $M_e = 7,1$. La différence s'explique par le fait qu'il est très difficile de connaître exactement la pression p_a au voisinage et après le choc. Les photographies de la figure 68 donnent l'allure d'un tel écoulement.



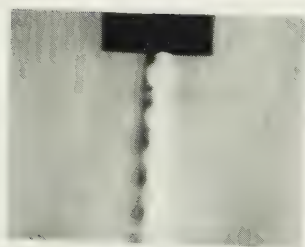
32,00
7,20



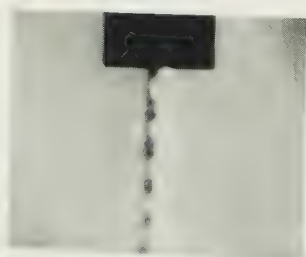
20,50
6,00



10,90
4,50



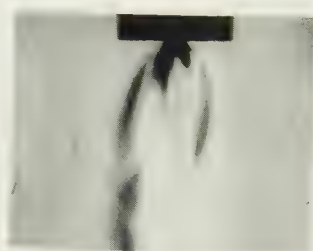
5,78



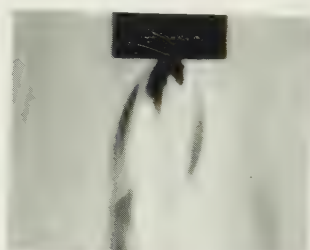
$\frac{\pi}{2} \Delta$ 6,65
1,1



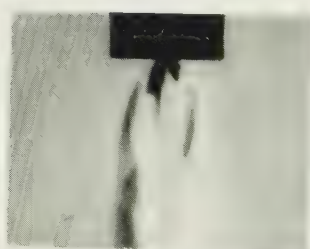
84,00
13,50



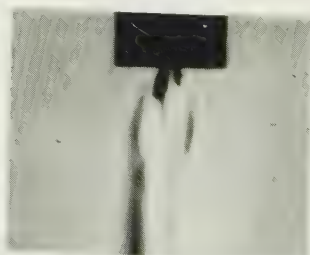
75,00
12,60



75,00
12,50



53,90
10,50



42,20
9,60

Fig. 68. M_1 1 (C. 9), air fibre.

7.2 DIAMÈTRE FICTIF ET RAPPORT DE DÉTENTE POUR UN ÉCOULEMENT SONIQUE

L'examen détaillé des photographies d'un écoulement issu d'un col sonique montre qu'il s'agit d'un écoulement radial. Les lignes de détente sont des droites qui partent du col; elles sont limitées par une calotte sphérique ayant son origine légèrement en amont de la sortie du col. Le diamètre de cette calotte sphérique D rapporté au diamètre de sortie D_s donne, en fonction de π , la courbe représentée dans la *figure 69*.

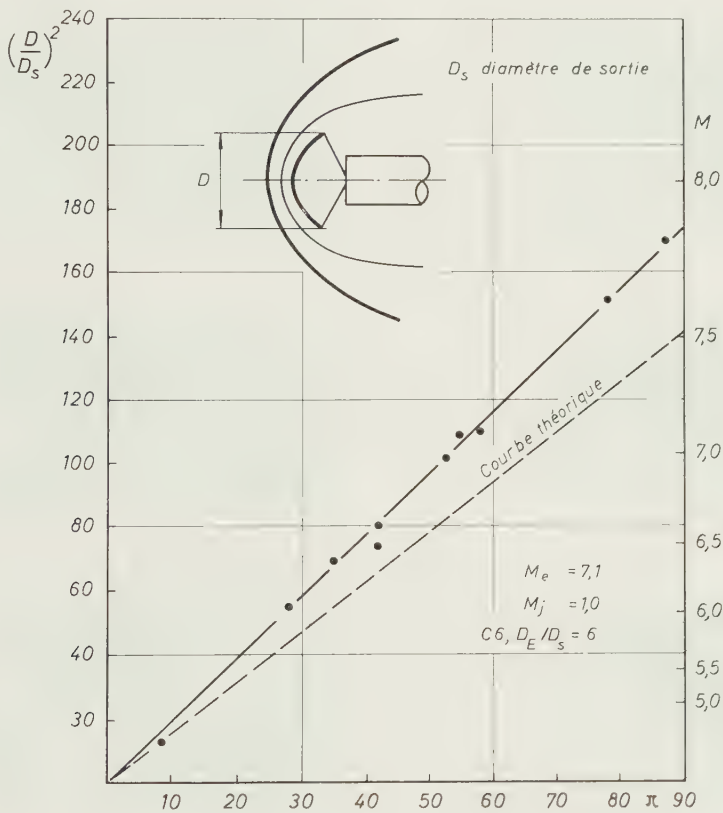
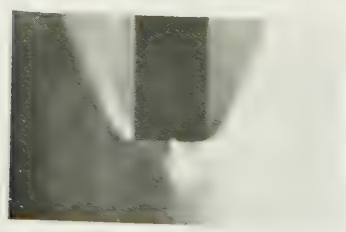


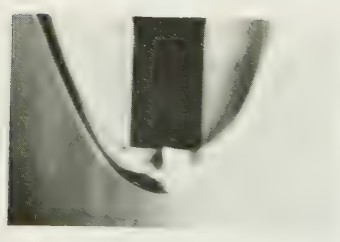
Fig. 69. — Rapport de détente d'un écoulement sonique.

A titre de comparaison, nous avons tracé, sur la même figure, la ligne théorique, calculée en supposant un écoulement isentropique à travers la tuyère. L'ordonnée, à droite de la figure, donne le nombre de Mach correspondant. Comme dans le chapitre précédent, nous observons un écart entre la théorie et les expériences. En tenant compte du diamètre réel du col sonique, on retrouve approximativement la courbe théorique.

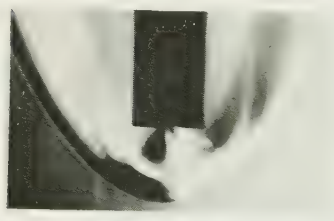
En observant les photographies d'une série d'expériences réalisées avec un col sonique (par exemple C_1 sur la *figure 70*), on distingue très bien une surface de séparation entre les deux écoulements. En amont du cylindre, muni d'un col sonique, cette surface a la forme d'une sphère, mais elle se raccorde ensuite à un cylindre qui a même axe



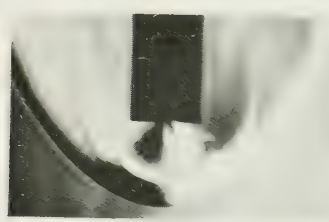
2.6.9
11.5.60



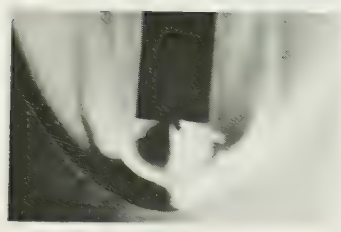
2.5.1
5.5.60



2.7.59
8.1.60



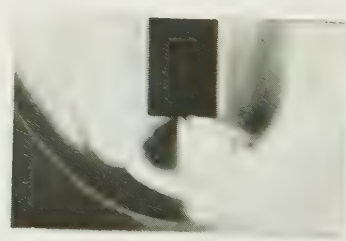
2.6.20
9.6.60



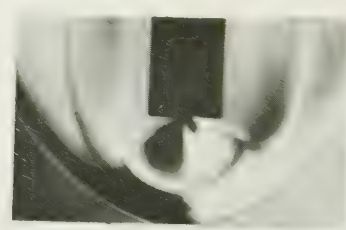
5.1.59
10.2.60



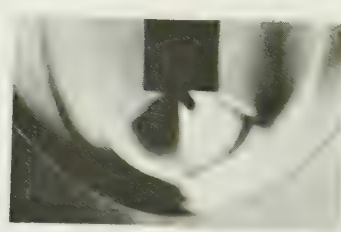
2.2.56
11.5.60



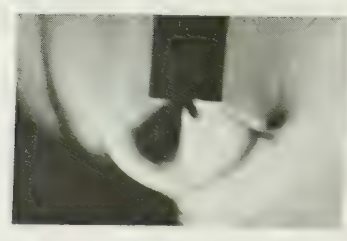
2.5.60
12.6.60



2.6.59
1.7.60



2.6.59
1.8.60



2.6.56
1.5.60

1.2.59 — 1.1.60 — 1.6.60 — 1.12.60 — 1.1.61

que la tige. On suppose qu'il s'agit d'un corps formé par cette surface de séparation et, si l'on mesure la distance Δ_c entre elle et l'onde de choc de l'écoulement extérieur,

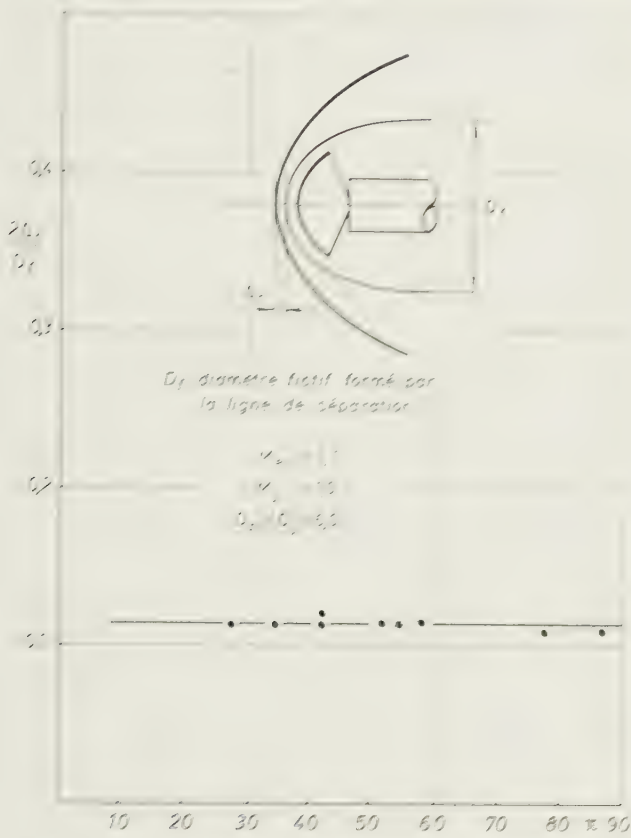


Fig. 71. — Distance de détachement d'un corps fictif.

on trouve une valeur constante de $\frac{2 \Delta_c}{D_f}$, indépendante de π . Le résultat est donné dans la figure 71. Pour $M_\infty = 7.1$, on obtient :

$$\frac{2 \Delta_c}{D_f} = 0.115.$$

ANNEXES

ANNEXE I

DESCRIPTION DE LA SOUFFLERIE HYPERSONIQUE S.H.-1 DE $M = 7,1$

La *figure 72* montre l'installation de la soufflerie hypersonique dont l'ensemble est schématisé sur la *figure 73*.

Elle se compose essentiellement des parties principales suivantes : un *compresseur* aspire avec un débit de $21 \text{ m}^3/\text{h}$ l'air ambiant à travers un filtre, et le comprime à environ 250 bars à l'aide de trois étages, en tandem deux à deux.

Par un tube en cuivre rouge, le compresseur est relié à un *appareil de dessiccation* de 10 litres, constitué de deux récipients. Le premier est un déshuileur à trois étages. Le deuxième est rempli d'alumine activée qui absorbe toute l'humidité. On obtient, étant donné que la dessiccation se fait sous très haute pression, un point de rosée très bas (-60°C). Une résistance chauffante d'environ 1 kW, placée autour de ce récipient, permet de régénérer l'alumine. A la sortie de ce deuxième récipient est également placé un filtre arrêtant les poussières supérieures à 2μ .

L'air déshuilé et séché est stocké dans *vingt bouteilles d'air comprimé* qui, au total, ont un volume de 1 m^3 .

Un collecteur de diamètre intérieur égal à 20 mm relie toutes les bouteilles ensemble, et amène l'air au *système de réglage*. Ce système est simplement constitué de deux robinets en parallèle, dont l'un, à aiguille, sert au réglage fin du débit. Un réglage approprié permet d'obtenir une très bonne constance de la pression génératrice, qui peut, pour nos expériences, varier entre 8 et 140 bars (variation du nombre de Reynolds d'un facteur 1 à environ 20).

Pour éviter une condensation de l'air ou de ses composants dans la tuyère, et pour compenser l'abaissement de la température provoqué par la détente pendant le réglage, on est obligé de chauffer l'air au-dessus d'une certaine température, qui est fonction du nombre de Mach et de la pression génératrice. La chaleur nécessaire est donc fournie à l'air à l'aide d'un *échangeur à accumulation* constitué d'un tube en acier très épais d'un diamètre intérieur de 110 mm et d'une longueur de 4,6 m rempli de billes d'acier de diamètre 6 mm, et dont le poids total s'élève à 2 kN. Le préchauffage de ces billes se fait de la manière suivante : un surpresseur d'un débit de $3 \text{ m}^3/\text{mn}$ et d'une pression effective de 0,5 bar aspire de l'air à travers un filtre et un silencieux pour le refouler à travers un préchauffeur d'une puissance d'environ 10 kW. L'air chaud rentre ensuite dans l'échangeur à accumulation juste en amont du col. Une faible partie de l'air

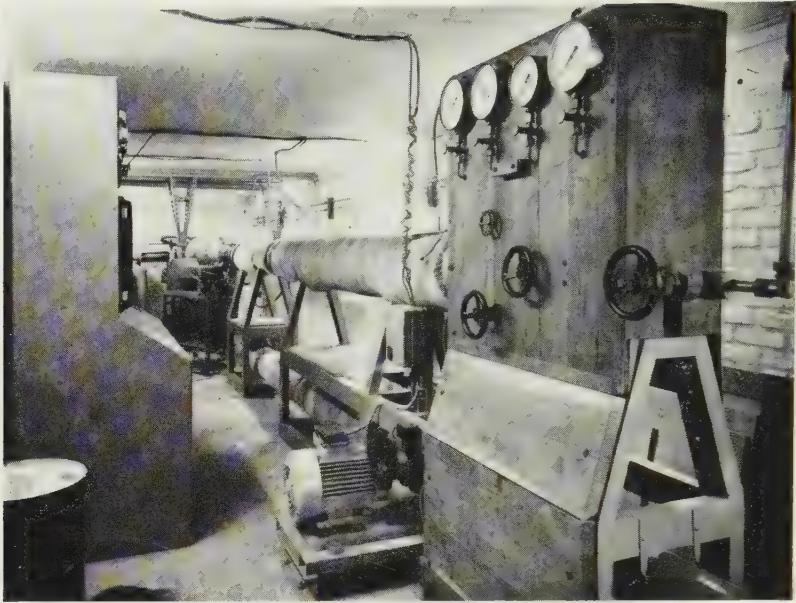


Fig. 72. - Vue générale de l'installation hypersonique.

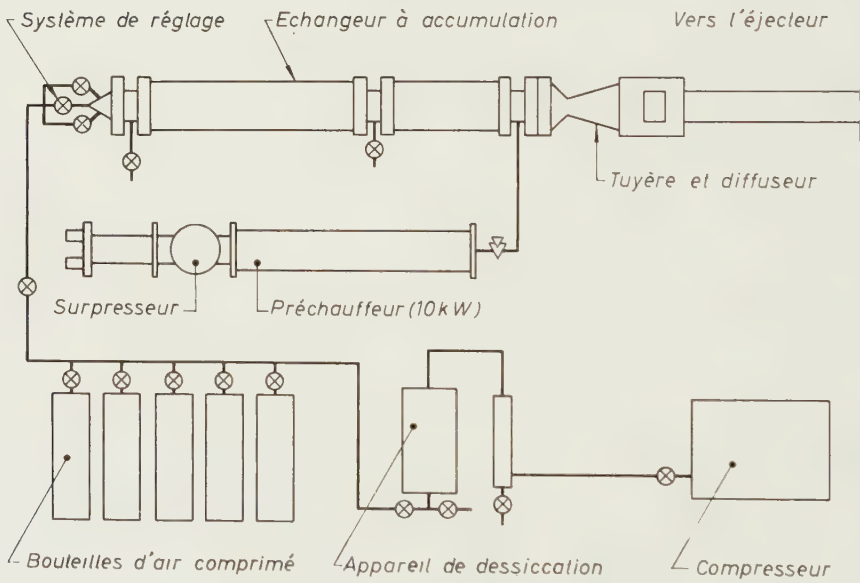


Fig. 73. — Schéma de la soufflerie S.H-1.

passé à travers le col et la tuyère pour les préchauffer, tandis que la plus grande partie de l'air chaud traverse en contre-courant l'échangeur à accumulation et sort juste avant le système de réglage. Les billes s'échauffent donc au fur et à mesure à une température constante d'environ 300 °C. Lors d'une rafale, l'air s'échauffe au contact des billes dans une tranche du tube qui se déplace progressivement vers la sortie de l'échangeur sans jamais l'atteindre. Le tube est assez long pour que la température des billes avant la tuyère ne varie pas, même après une rafale d'une minute environ. L'échangeur est naturellement soigneusement calorifugé pour éviter toute perte de chaleur.

La tuyère utilisée est une tuyère conique d'un angle d'ouverture de 10°. Le col a un diamètre de 6,5 mm, tandis que la chambre d'expérience est constituée d'une partie cylindrique de diamètre 73,2 mm et de longueur 110 mm. Quatre blocs-supports, facilement interchangeables, sont placés à 90° sur cette partie. La chambre d'expérience est suivie d'un tube cylindrique d'une longueur de 60 cm et d'un diamètre de 70 mm. Le développement de la couche limite provoque une diminution de la section efficace et, par suite, du nombre de Mach, comme nous pouvons le constater sur la *figure 79*. Après cette partie cylindrique est placé un *divergent* d'une longueur totale de 1,50 m et dont l'angle d'ouverture est de 7°.

Pour faire varier la pression à la sortie de la soufflerie afin d'obtenir une variation dans les mêmes proportions de la pression génératrice, le divergent est relié à un *éjecteur supersonique à air comprimé*. L'amorçage de la tuyère est possible à une pression génératrice $p_{e00} = 8$ bars et peut croître jusqu'à la pression maximale de 150 bars. Cette variation de p_{e00} correspond à une variation du nombre de Reynolds d'un facteur 1 à 20.

ANNEXE II

TEMPS DE RAFALE, DÉBIT ET EFFET DE CONDENSATION DANS UNE SOUFFLERIE A RAFALE

A-II.1

STOCKAGE DE L'AIR — TEMPS DE RAFALE

On peut supposer que l'air est stocké dans les bouteilles à la température de 290 °K. Cet air est ensuite détendu à l'aide d'un système de réglage à une pression $S < p_{c0} < 140$ bars, pression génératrice. Au cours de la détente, le débit doit être constant puisque la température et la pression génératrices au col de la tuyère doivent

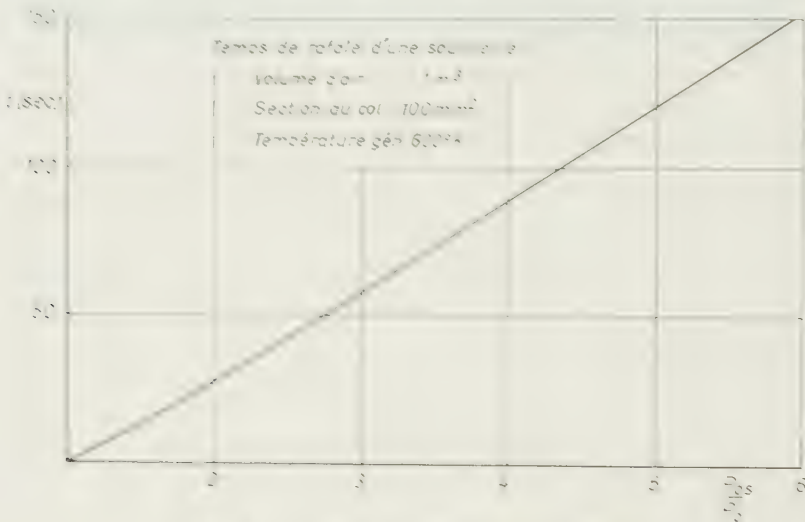


Fig. 74. — Temps de rafale d'une soufflerie en fonction du rapport des pressions.

être constantes. Si l'on tient compte du refroidissement adiabatique de l'air dans les bouteilles de stockage, on a pour la durée de l'expérience :

$$t = \left(\frac{\gamma - 1}{2} \right)^{\frac{1}{2\gamma-1}} \frac{\text{Vol.}}{S_* c_{*0}} \left[\frac{p_{c0i}}{p_{c0}} - \left(\frac{p_{c0i}}{p_{c0}} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (\text{S}).$$

p_{c0i} pression initiale dans le réservoir;

p_{c0} pression finale;

S_* section au col;

c_{*0} celerité du son dans les conditions génératrices;

Vol. volume d'air dans les réservoirs.

soit pour $\gamma = 1,4$:

$$t = 1,728 \frac{\text{Vol.}}{S_* c_{e0}} \left[\frac{p_{e0i}}{p_{e0}} - \left(\frac{p_{e0i}}{p_{e0}} \right)^{0,286} \right] \quad (\text{S}).$$

La figure 74 donne le temps d'expérience pour un réservoir de 1 m^3 , une section du col de 100 mm^2 et une vitesse du son à l'aval du col de 490 m/s , en fonction du rapport des pressions. Il faut tenir compte également de l'effet Joule-Thompson. Chaque gaz a une certaine température pour laquelle l'effet Joule-Thompson est inversé. Si on dépasse cette valeur, dite « température d'inversion », la température augmente pendant l'étranglement. L'hydrogène présente cette particularité : il s'échauffe au cours d'une détente à la pression atmosphérique.

A-II.2

DÉBIT

En vue de dimensionner les canalisations du collecteur, de prévoir les vannes de réglage appropriées et de connaître la vitesse de passage dans les billes du préchauffeur, il est indispensable de calculer les débits maximal et minimal de la soufflerie. Le débit est donné par la formule bien connue :

$$D = \rho_* S_* V_* = \rho_s V_s S_s,$$

où ρ_* , S_* et V_* sont respectivement la densité, la section et la vitesse au col de la tuyère. Comme on a :

$$\rho_* = \rho_0 \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}},$$

$$V_{e*} = c_{e*} = \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} g R T_{e0i}},$$

où les indices 0 indiquent les conditions génératrices, on obtient finalement :

$$D = \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \frac{p_{e0} S_*}{R T_{e0}} \sqrt{g \gamma R T_{e0}} \quad (\text{N/s})$$

ou :

$$D = 3,97 \frac{S_* p_{e0}}{\sqrt{T_{e0}}} \quad (\text{N/s}),$$

avec p_{e0} en bars, S_* en m^2 et T_{e0} en $^\circ\text{K}$.

Le débit est donc proportionnel à la pression et inversement proportionnel à la racine carrée de la température génératrice.

Exemple : $p_{e0} = 100 \text{ bars}$, $T_{e0} = 600 \text{ }^\circ\text{K}$, $S_* = 33,1 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2$.

$$D = 5,35 \text{ N/s}.$$

C'est le débit que nous avons en général dans nos expériences.

La vitesse dans le tube de préchauffage se calcule d'après :

$$V_{e0} \rho_{e0} S_0 = V_* \rho_* S_* = D,$$

d'où :

$$V_{e0} = 11,61 \frac{S_*}{S_0} \sqrt{T_{e0}}.$$

Dans le tube vide de diamètre $d_i = 10,9$ cm,

$$\begin{aligned} S_0 &= 9,31 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2, \\ S_* &= 33,1 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2, \quad T_{e0} = 600 \text{ }^\circ\text{K}, \\ V_{e0} &= 1,01 \text{ m/s.} \end{aligned}$$

La vitesse moyenne dans le tube de préchauffage rempli de billes de diamètre $d = 6$ mm, est d'environ :

$$V_m = \frac{V_{e0}}{0,26} = 3,9 \text{ m/s.}$$

Cette vitesse est très favorable aux échanges thermiques qui s'effectuent dans le préchauffeur.

A-II.3 EFFET DE LA CONDENSATION ET DE LA LIQUÉFACTION

Si l'air, stocké dans les bouteilles à environ 250 bars, est détendu dans la tuyère à la pression atmosphérique, il suit à peu près la loi adiabatique; sa température descend au-dessous du point de saturation. Le préchauffage de l'air a donc pour but d'éviter

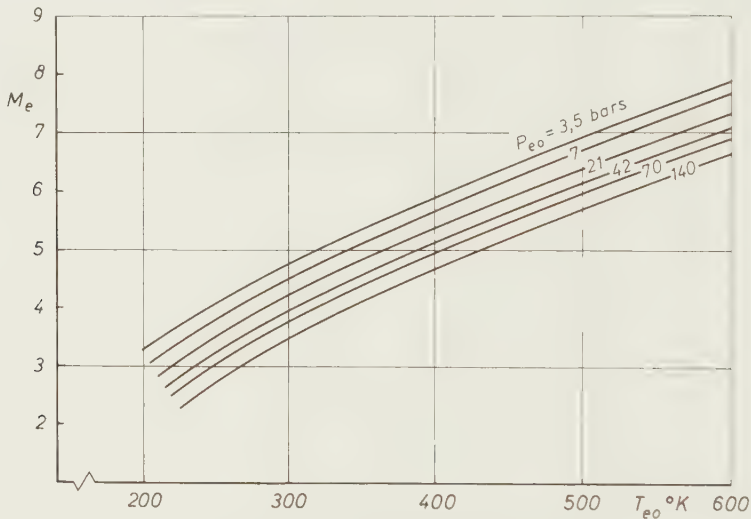


Fig. 75. — Nombre de Mach limite en fonction de la température génératrice.

sa liquéfaction et sa condensation dans la tuyère. Bien qu'on observe souvent une assez grande sursaturation, qui peut atteindre 100 °C, et qui est fonction du gradient de la température dans la veine, il est préférable de ne pas en tenir compte puisqu'il s'agit d'un équilibre instable qui peut être facilement détruit par la présence d'impuretés.

Pour éviter la condensation de l'air, on utilise généralement une équation semi-empirique qui donne la température minimale pour un nombre de Mach et une pression génératrice donnés. Elle est de la forme :

$$\frac{371}{T_{e0}} \left(1 + \frac{M_e^2}{5} \right) = 5,7 + 3,5 \log \left(1 + \frac{M_e^2}{5} \right) - \log p_{e0},$$

où p_{e0} est en bars et T_{e0} en °K.

La *figure 75* donne le nombre de Mach limite en fonction de la température génératrice pour différentes pressions p_{e0} .

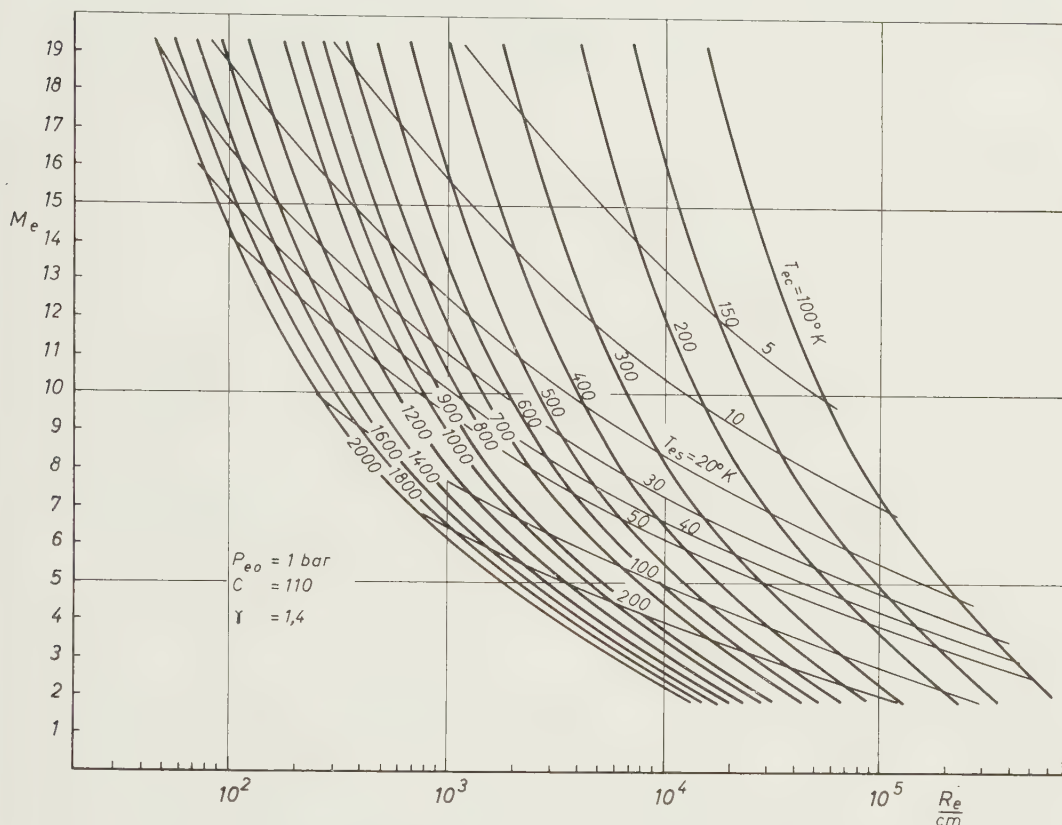


Fig. 76. — Nombre de Mach en fonction du nombre de Reynolds pour différentes températures génératrices.

A titre d'exemple on donne, dans la *figure 76*, le nombre de Mach en fonction du nombre de Reynolds, calculé d'après la formule :

$$Re = 4,693 \cdot 3 \cdot 10^5 \frac{p_{e0} M_e [T_{e0} + 110(1 + 0,2 M_e^2)]}{T_{e0}^2 [1 + 0,2 M_e^2]^{2,5}} ;$$

$$100 \text{ } ^\circ\text{K} < T_{e0} < 2000 \text{ } ^\circ\text{K},$$

$$2 < M_e < 20$$

et :

$$p_{e0} = 1 \text{ bar.}$$

ANNEXE III

APPAREILLAGE DE MESURE

Avant de donner quelques résultats des expériences préliminaires qui ont été réalisées dans la soufflerie hypersonique $M_c = 7,1$ nous donnons un aperçu des appareils de mesure utilisés.

Étant donné le temps de rafale relativement court, il était indispensable de pouvoir enregistrer simultanément différentes grandeurs, avec un temps de réponse assez court. Nous avons utilisé des appareils de mesure à variation de mutuelle induction.

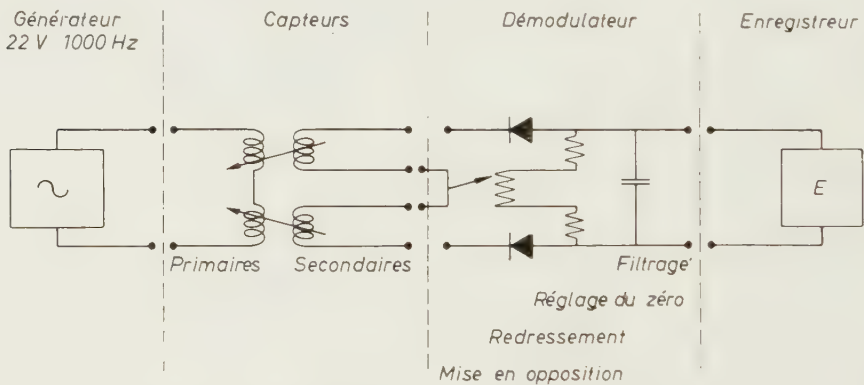


Fig. 77. — Schéma de montage des appareils de mesure.

La figure 77 donne le schéma de montage des appareils électriques. Le courant d'alimentation est fourni par un convertisseur électronique qui donne 22 V effectifs à 1 000 Hz. Ce courant traverse les différents détecteurs, ou capsules, constitués par deux transformateurs fixes, avec noyau magnétique mobile modifiant, en sens inverse, au cours de son petit déplacement (de l'ordre de 50 microns), les entrefers des deux courants magnétiques. Une boîte de jonction, où peuvent se brancher cinq appareils de mesure, contient cinq démodulateurs D 51 qui mettent en opposition les tensions produites dans les secondaires et redressent le courant par un élément filtrant. Les tensions sont envoyées sur des galvanomètres d'une étendue de mesure de 25 mA. Tous les galvanomètres sont placés dans un enregistreur à quatre vitesses de déroulement (2, 10, 50 et 200 cm/s). La vitesse d'enregistrement utilisée en général est de 2 cm/s. Pour les faibles pressions (en général toutes les pressions statiques), nous nous sommes servis de capsules H 50 permettant les mesures en différentiel.

La figure 78 représente le montage : avant chaque rafale, une pompe à palette, dont le vide limite est environ 70 microns de mercure, fait le vide de chaque côté de la capsule; la vanne électromagnétique est hors tension; une fois la soufflerie amorcée (après quelques secondes), le déclenchement de la vanne met en communication le côté surpression de

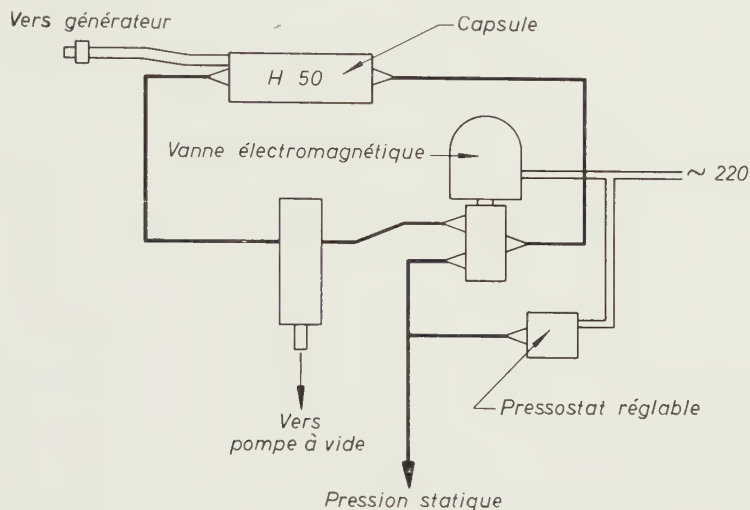


Fig. 78. — Schéma de montage pour la mesure des faibles pressions.

la capsule à la pression à mesurer. Par mesure de précaution, on a incorporé dans le circuit électrique un pressostat réglable ne permettant l'ouverture des vannes électromagnétiques que si la pression à mesurer se trouve dans l'étendue des mesures des capsules. Une surpression accidentelle détériorerait la capsule ou provoquerait une fatigue permanente de la membrane. La même précaution doit être prise pour la mesure des pressions d'arrêt. Pour l'exploration de la tuyère, nous avons utilisé une capsule H 50 de 0 à 1 000 mb reliée d'un côté à la pression atmosphérique. Cette exploration a été faite dans différents plans horizontaux et verticaux de la veine.

ANNEXE IV

ÉTALONNAGE DE LA SOUFFLERIE

La *figure 79* donne le schéma de la soufflerie, avec les axes de références choisis. L'origine des coordonnées est à 35 mm en aval du divergent, et coïncide avec le milieu du champ d'observation. Sur la même figure est représentée la distribution longitudinale du nombre de Mach dans l'ensemble de la soufflerie, pour une pression génératrice de 100 bars. Cette distribution a été obtenue par une exploration, soit à l'aide d'une prise de pression d'arrêt, soit à partir des pressions statiques prises sur les parois. Dans les deux cas, on suppose un écoulement isentropique dans la tuyère et le gaz parfait, à chaleur spécifique constante ($\gamma = 1,4$).

L'exploration proprement dite a été précédée de l'étude de différentes formes de sondes de pression totale.

La *figure 80* donne les résultats obtenus pour les distributions du nombre de Mach à la position $x = + 23$. Nous avons finalement choisi la sonde de diamètre extérieur $\Phi_e = 1,4$ qui donne un temps de réponse très court, de l'ordre de 2 s (nombre de Reynolds rapporté au diamètre extérieur de la sonde $R_e = 3,2.10^4$). Il semble qu'à ce nombre de Reynolds une correction de la pression d'arrêt ne soit plus nécessaire.

La *figure 86* montre la sonde totale utilisée à $x = + 13$.

La *figure 81* représente la distribution transversale du nombre de Mach en trois positions différentes ($x = + 23$, $+ 13$ et $- 7$) et un enregistrement de la température d'arrêt dans une section de la veine.

Pour déterminer les surpressions au cours de l'amorçage et du désamorçage, nous avons fait des enregistrements où la pression totale est mesurée, d'une part à l'aide de la capsule habituelle H 50 de 0 à 1 000 mb protégée par une vanne électromagnétique et, d'autre part, avec une capsule H 52 d'une étendue de mesure de 0-8 bars branchée en permanence sur la prise de pression. La capsule H 50 mesure seulement la pression, une fois que l'écoulement est amorcé dans la tuyère.

La *figure 82* montre l'un de ces enregistrements. On remarque des surpressions allant jusqu'à 7 bars, ce qui correspond à environ cinq fois la valeur absolue mesurée après l'amorçage (les mêmes phénomènes ont également été observés avec une balance).

Ces essais avaient, d'autre part, pour but de déterminer les pressions génératrices nécessaires pour amorcer la soufflerie. L'amorçage se fait à une pression de 89 bars, tandis

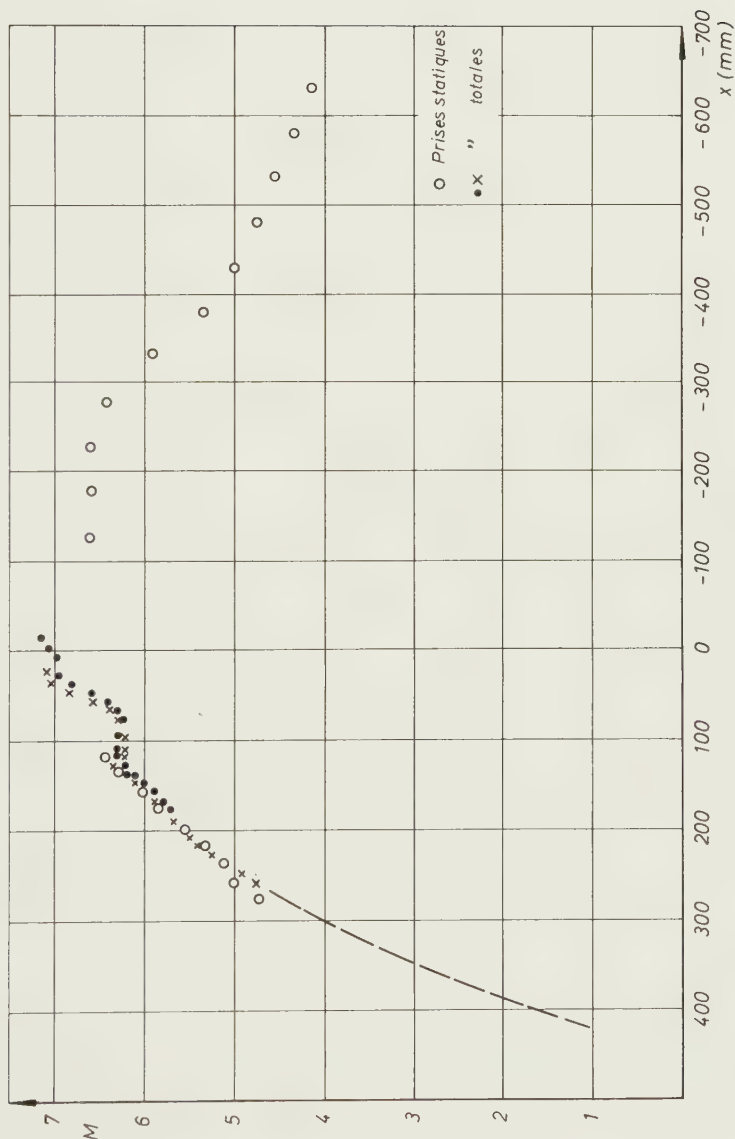
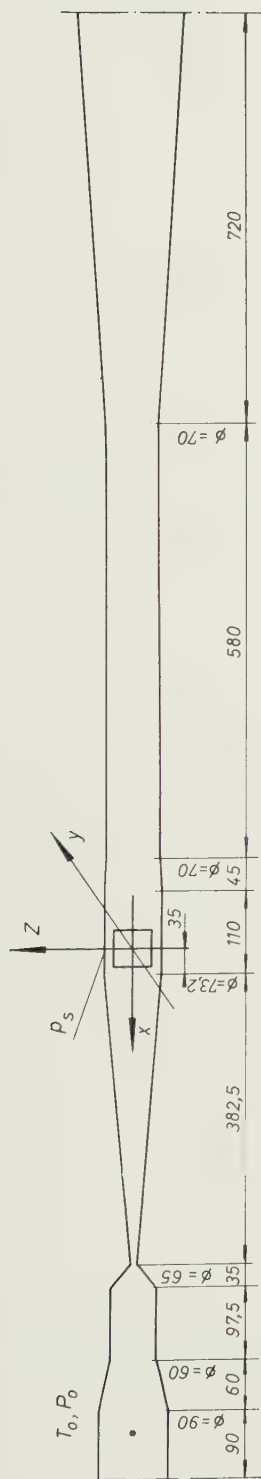


Fig. 79. — Distribution longitudinale du nombre de Mach.

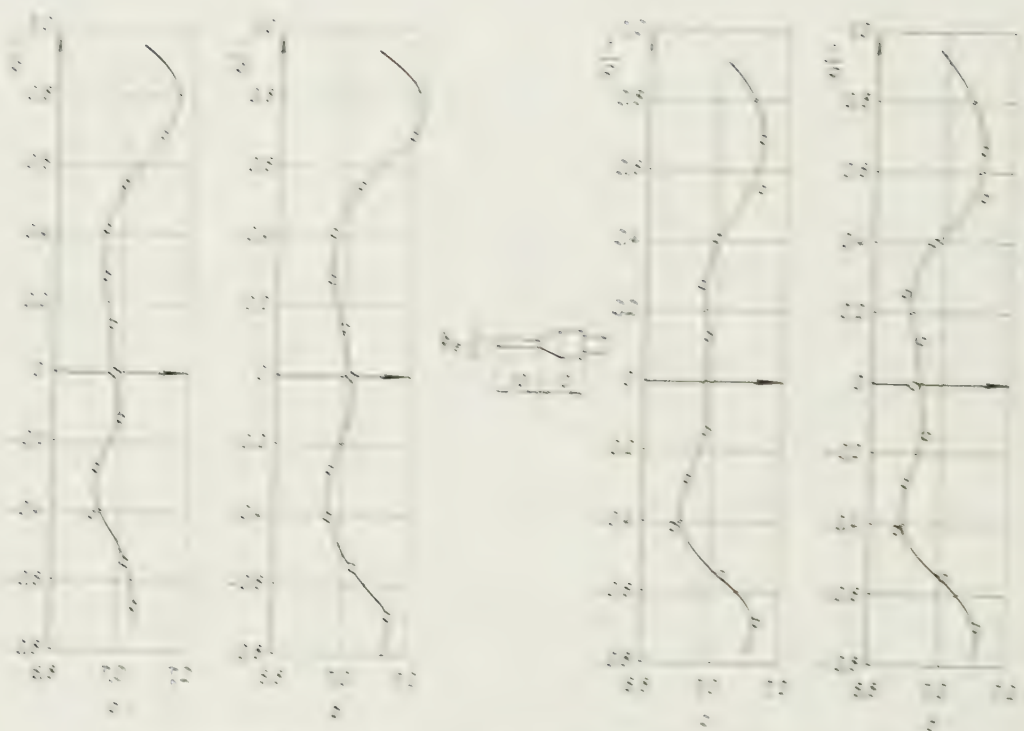


Fig. 2. Distribution du nombre de Mach pour différentes sondes x .

$$\begin{aligned} \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} &= 1, \quad \frac{\partial \rho}{\partial y} = 0, & \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} &= 2, \quad \frac{\partial \rho}{\partial y} = 0, \\ \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} &= 1, \quad \frac{\partial \rho}{\partial y} = 1, & \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} &= 2, \quad \frac{\partial \rho}{\partial y} = 1. \end{aligned}$$

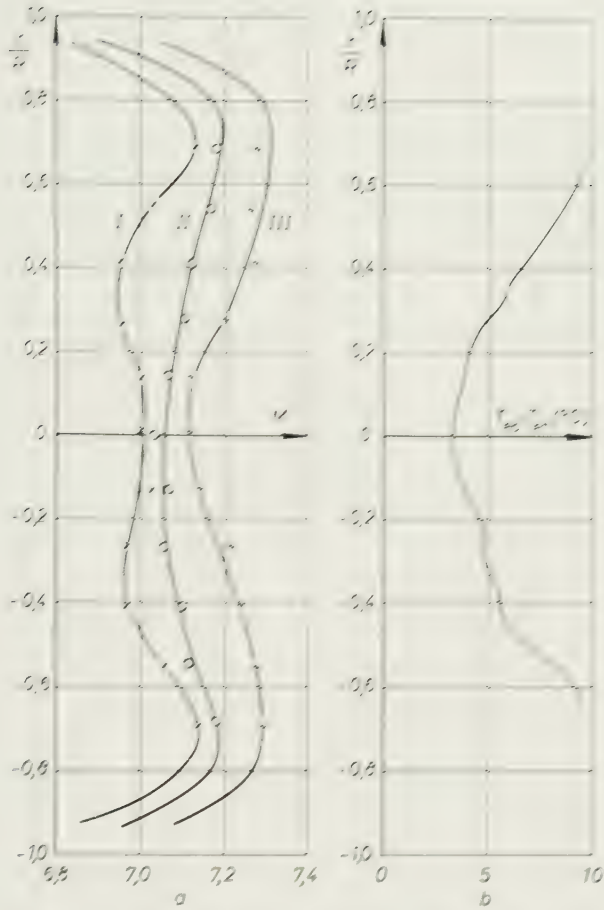


Fig. 81. — Distribution du nombre de Mach et de la différence entre la température génératrice et la température d'arrêt dans la chambre d'expérience $R = 36.6$ mm.

a: distribution du nombre de Mach.

III: $x = -7$

II: $x = -13$

I: $x = -23$

b: distribution de la différence entre la température génératrice et la température d'arrêt.

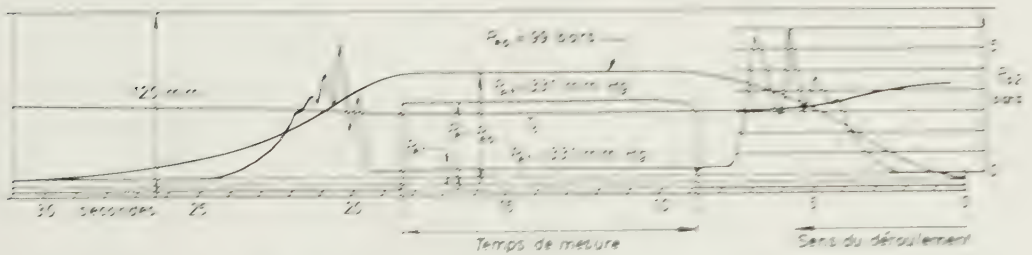


Fig. 82. — Enregistrement d'une mesure de pression

$p_b = 777.5$ mm Hg 18 février 1959

$x = -13$, $y = z = 0$.

que le désamorçage a lieu à une pression moyenne de 87,5 bars. Ces expériences ont été effectuées avec une obstruction de 5,6 %, la sonde totale étant placée au milieu de la chambre d'expérience.

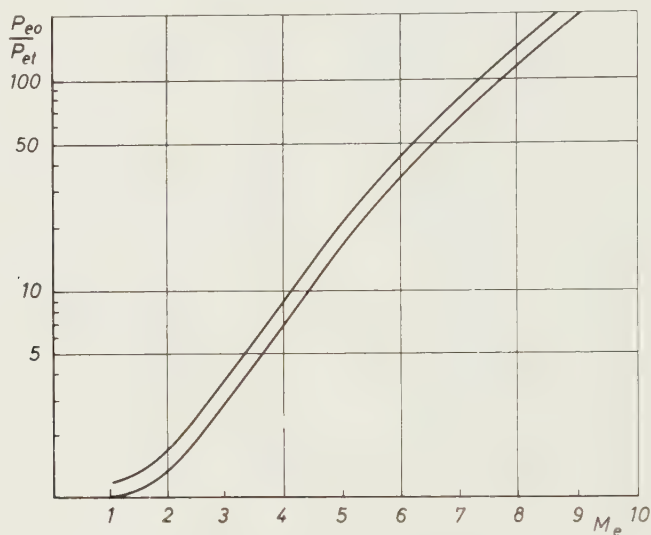


Fig. 83. — Pression d'amorçage en fonction du nombre de Mach.

Les différentes pressions génératrices nécessaires à l'amorçage d'une soufflerie reliée à l'air ambiant sont données *figure 83*.

ANNEXE V

ÉTUDES PRÉLIMINAIRES SUR DES SPHÈRES, CÔNES ET CYLINDRES

Dans la *figure 84* sont récapitulés quelques résultats entrepris dans différentes souffleries, en vue de déterminer le bouchage en fonction du nombre de Mach. Ce bouchage est exprimé par le rapport de la section frontale du modèle S_m sur la section de la veine S_v .

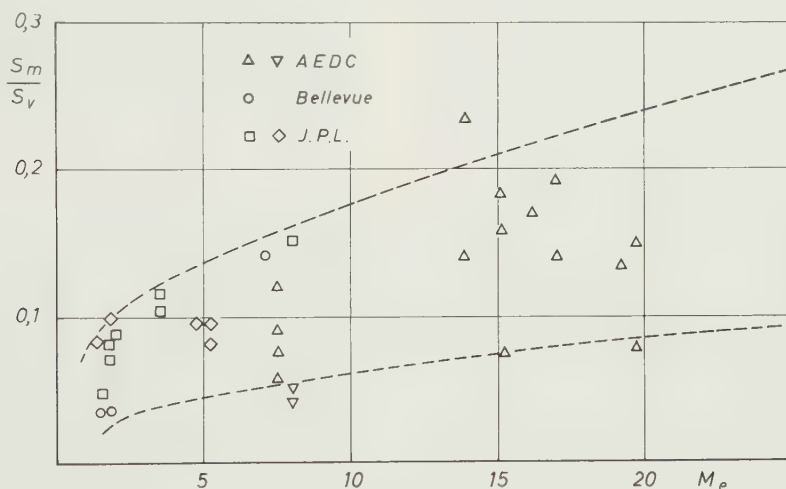


Fig. 84. — Bouchage en fonction du nombre de Mach.

Comme nous pouvons le constater sur la *figure 85*, la forme du corps joue un rôle important. Un corps émoussé précédé d'une pointe ou d'un jet a une résistance moindre qu'un cylindre de même section frontale. L'amorçage est donc facilité par l'inclinaison des ondes de choc issues de la partie avant du corps.

Si on introduit un modèle dans un écoulement hypersonique déjà établi on peut même, dans quelques cas, dépasser la ligne limite de la *figure 84*. Nous avons pu expérimenter la répartition de la pression autour d'un cylindre d'un diamètre $D_E = 10$ mm traversant entièrement la section d'expérience. Le bouchage, dans ce cas, était de 17 %.

Si la *figure 86* montre une visualisation d'un écoulement hypersonique autour d'un cylindre, la *figure 87* donne, d'une part, les coefficients de pression K_p autour du cylindre et, d'autre part, K_p autour d'un cylindre en attaque oblique comparé avec la théorie ($K_p = K_{p_{\max}} \cos^2 \alpha$). Pour ces expériences, le nombre de Reynolds était de $4,7 \cdot 10^5$.

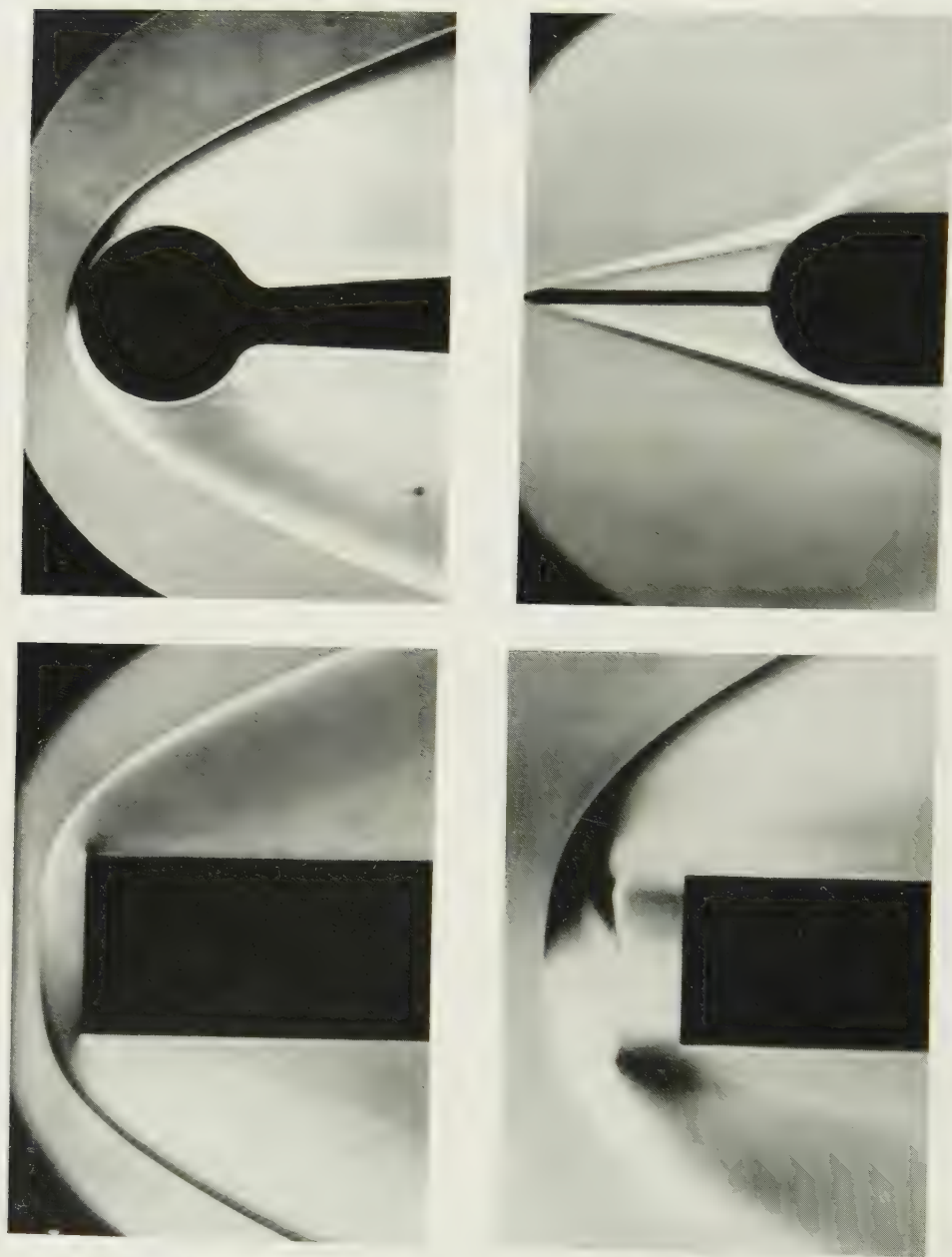
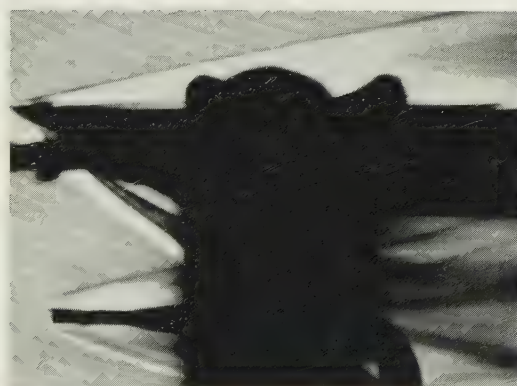


Fig. 81. — Vue sous stroboscope à un éclatement hypersonique $M = 7,1$.



Sonde totale.



Plaque plane.



Cylindre.

Fig. 26. — Visualisation d'un écoulement hypersonique $M = 7.1$.

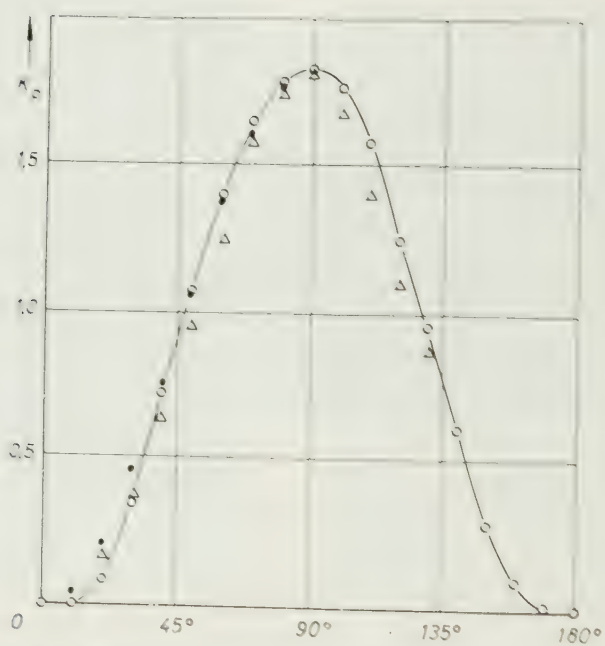
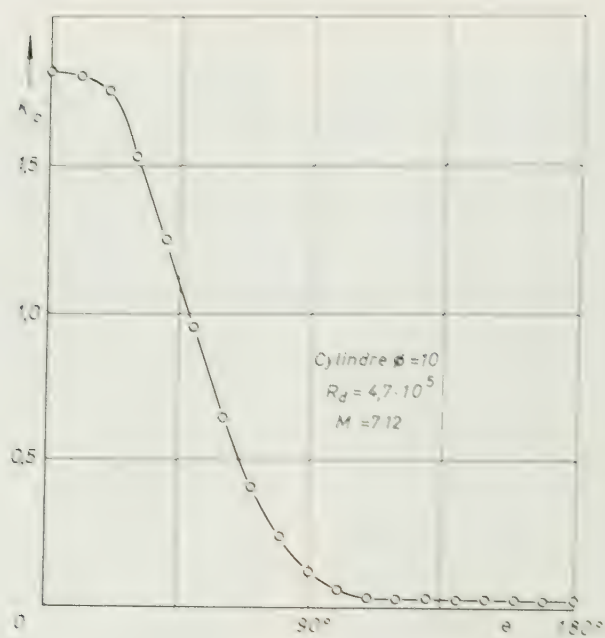


Fig. 87. — Coefficient de pression autour d'un cylindre et sur un cylindre en attaque oblique.

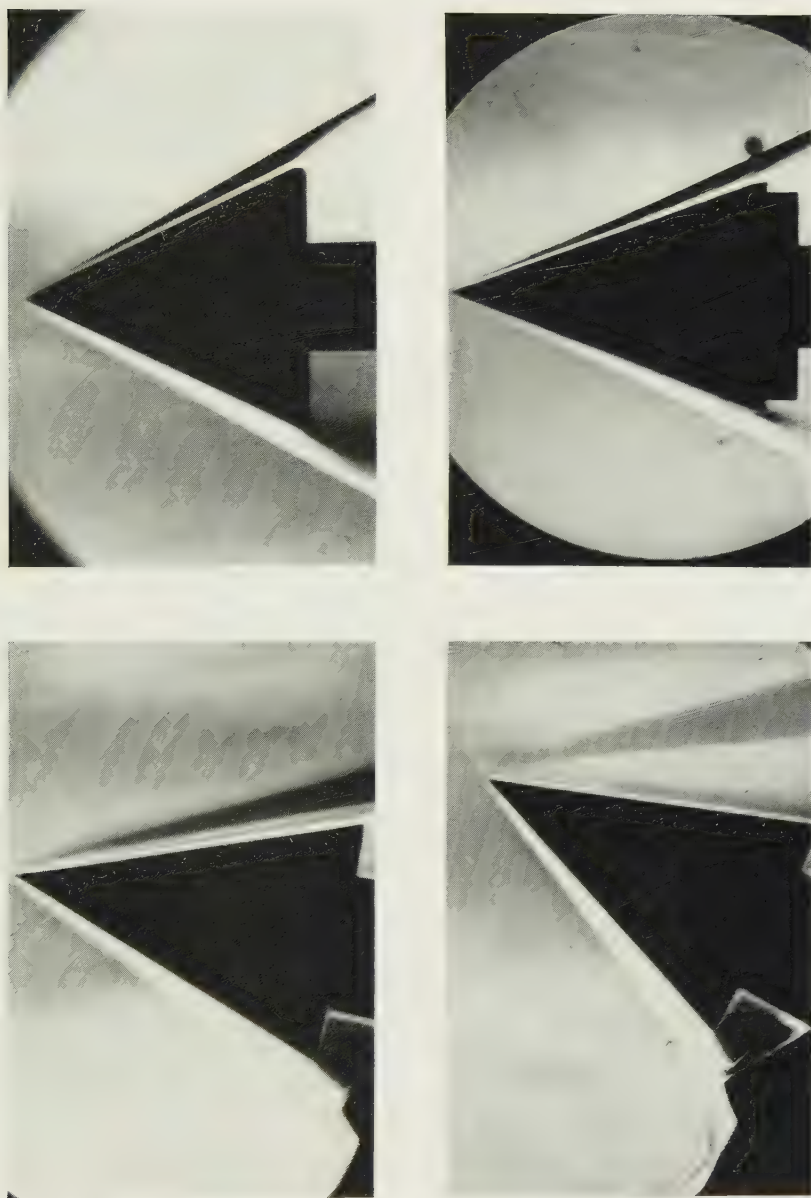


Fig. 88. — Visualisation d'un écoulement hypersonique autour de cônes.

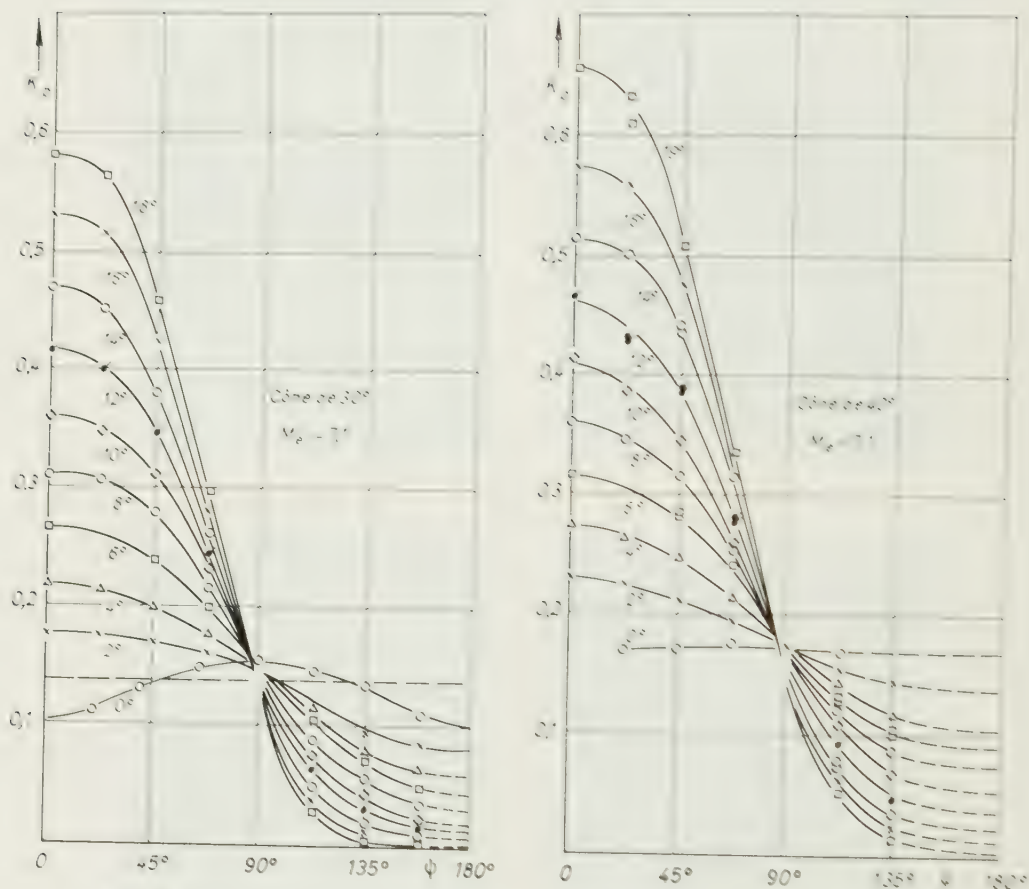


Fig. 89. — Coefficient de pression d'un cône d'angles d'ouverture de 30° et 40°, pour différents angles d'attaque.

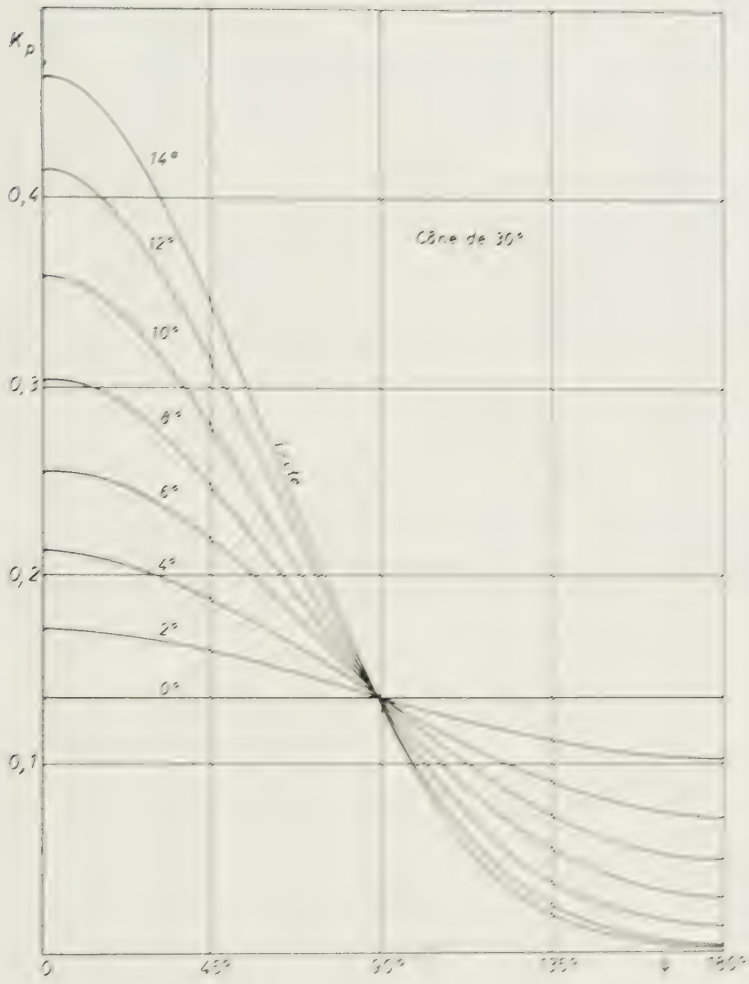


Fig. 10) — Coefficient de pression dynamique pour un cône de 30°, $\alpha = 30^\circ$

Une autre étude préliminaire pour la mise au point de la soufflerie hypersonique a consisté à mesurer les coefficients de pressions autour des cônes d'angles d'ouverture différents pour des incidences variant entre $+ 20$ et $- 20^\circ$.

La *figure 88* montre quelques exemples. Sur la *figure 89* sont données deux répartitions du coefficient de pression K_p pour un cône d'angle d'ouverture de 30° et de 40° . Cinq prises de pressions étaient placées à peu près au milieu d'une génératrice, et réparties sur un arc de cercle. Pour la détermination de $i = 0$, une sixième prise de pression était placée à $\psi = 180^\circ$. Une comparaison avec la théorie newtonienne :

$$K_p = 2(\cos i \sin \theta_n - \sin i \cos \theta_n \sin \psi),$$

où :

i = inclinaison;

θ_n = demi-angle d'ouverture du cône;

ψ = angle d'azimut,

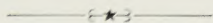
est relativement bonne. La *figure 90* donne un tel calcul pour un cône de 30° .

— — — — —

BIBLIOGRAPHIE

- [1] C. J. WANG et J. B. PETERSON. — *Spreading of supersonic jets from axially symmetric nozzles*. Jet Propulsion, 321-328 (mai 1958).
- [2] E. S. LOVE, M. J. WOODLING et L. P. LEE. — *Boundaries of supersonic axisymmetric free jets*. N.A.C.A. R.M. L 56 G 18 (octobre 1958).
- [3] T. C. ADAMSON et J. A. NICHOLS. — *On the structure of jets from highly under expanded nozzles into still air*. Journal of Aerospace Sciences, vol. 26, 16-24 (janvier 1959).
- [4] W. T. LORD. — *On axisymmetrical gas jets, with application to rocket jet flow fields at high altitudes*. Reports and Memoranda, n° 3235 (juillet 1959).
- [5] LOPATOFF et MITCHELL. — *Wing flow study of pressure-drag reduction at transsonic speed by projecting a jet of air from the nose of a prolate spheroid of fineness ratio 6*. N.A.C.A. R.M. L 51 E 09 (1951).
- [6] E. S. LOVE. — *An approximation of the boundary of a supersonic axisymmetric jet exhausting into a supersonic stream*. Journal of Aeronautical Sciences, vol. 25, 130-131 (février 1958).
- [7] G. A. WATTS. — *An experimental investigation of a sonic jet directed upstream against a uniform supersonic flow*. U.T.I.A., Technical Note, n° 7 (janvier 1956).
- [8] N. CHARCZENKO et K. HENNESSEY. — *Investigation of a retrorocket exhausting from the nose of a blunt body into a supersonic free stream*. N.A.S.A. T.N. D-751 (1961).

DEUXIÈME THÈSE



Propositions données par la Faculté

LES APPAREILS DE MESURE DU VIDE

Vu et approuvé :

Paris, le 27 juin 1963.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

Marc ZAMANSKY.

Vu et permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

Jean ROCHE.

SEDOCAR



IMPRIMERIE

101052. — Imprimerie du SEDOCAR., 4, avenue de la Porte-d'Issy, PARIS-XVe
avec la collaboration de l'Imprimerie Durand (Luisant-Chartres).

SEDOCAR



IMPRIMERIE